

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Fisica

**Nuclei Galattici Attivi e studio di variabilità e  
spettro radio del Blazar PG 1553+113**

**Relatore:**

**Chiar.mo Prof.  
Gabriele Giovannini**

**Presentata da:**

**Leonardo Romano**

**Correlatore:**

**Dott. Marcello Giroletti**

Anno Accademico 2015/2016



*Ai miei genitori*



## Sommario

I Nuclei Galattici Attivi sono un fenomeno che si manifesta nella regione centrale di circa un decimo delle galassie osservabili. Caratterizzati da luminosità varie volte superiore alla galassia ospite, presentano emissione fortemente non termica su una larga banda dello spettro elettromagnetico. La prima parte di questa tesi tratta la morfologia e la tassonomia di questi oggetti. In particolare si indicano e caratterizzano le componenti principali del Nucleo, per poi classificarne la fenomenologia in base all'emissione prevalente; si propone inoltre un accenno al Modello Unificato. Si dedica infine un capitolo alla descrizione degli effetti relativistici che caratterizzano i Nuclei Attivi e dei meccanismi alla base dell'emissione non termica.

La seconda parte si concentra sul lavoro sperimentale, volto a compiere misurazioni in banda radio del Blazar PG 1553+113 con il radiotelescopio di Medicina. Questa sorgente è unica, poiché presenta una variabilità quasi-periodica a più lunghezze d'onda, in particolare nel  $\gamma$ . In questa parte, oltre ad una panoramica sulle caratteristiche del radiotelescopio, si descrive il metodo di acquisizione dei dati e si delinea il processo di analisi ed elaborazione degli stessi. I risultati sono presentati nel dettaglio in una sezione dedicata, suddivisi per epoca d'osservazione e frequenza di campionamento. L'ultimo capitolo riassume tali risultati, riporta il calcolo dell'indice spettrale del Blazar e traccia un confronto fra l'andamento del flusso nelle bande radio e  $\gamma$ .



# Indice

<b>1</b>	<b>Active Galactic Nuclei</b>	<b>1</b>
1.1	Morfologia . . . . .	2
1.2	Tipologie di AGN . . . . .	5
1.3	Modello Unificato . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Effetti Relativistici e Meccanismi d’Emissione</b>	<b>13</b>
2.1	Beaming Relativistico . . . . .	13
2.2	Moti superluminali . . . . .	14
2.3	Emissione di Sincrotrone . . . . .	16
2.4	Compton Inverso . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Campionamento</b>	<b>21</b>
3.1	Radiotelescopio di Medicina . . . . .	22
3.2	Acquisizione . . . . .	25
3.3	Analisi dati . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Presentazione dei dati elaborati</b>	<b>31</b>
4.1	Gennaio 2016 . . . . .	31
4.2	Dicembre 2016 . . . . .	34
4.3	Gennaio 2017 . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Risultati</b>	<b>45</b>
5.1	Densità di Flusso . . . . .	45
5.2	Indice spettrale . . . . .	46
5.3	Confronto con il flusso in banda $\gamma$ . . . . .	46
	<b>Conclusioni</b>	<b>49</b>

---

**Acronimi**

<b>AGN</b>	Active Galactic Nucleus
<b>BLR</b>	Broad Line Region
<b>ESCS</b>	Enhanced Single-dish Control System
<b>FR</b>	Faranoff e Riley
<b>FRSQ</b>	Flat Spectrum Radio Quasar
<b>HBL</b>	High Frequency Peaked BL Lac Object
<b>IRA</b>	Istituto di Radioastronomia
<b>INAF</b>	Istituto Nazionale di Astrofisica
<b>LAT</b>	Large Area Telescope
<b>MJD</b>	Modified Julian Day
<b>NLR</b>	Narrow Line Region
<b>SMBH</b>	Supermassive Black-Hole
<b>VLBI</b>	Very Long Baseline Interferometry

---

**Costanti Fisiche**

Velocità della luce	$c$	$2.99792458 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
Carica elementare	$e$	$1.6021766 \times 10^{-19} \text{ C}$
Elettronvolt	$1 \text{ eV}$	$1.6021766 \times 10^{-12} \text{ erg}$

---

**Costanti Astronomiche**

Massa solare	$1 M_{\odot}$	$1.989 \times 10^{33} \text{ g}$
Anno luce	$1 ly$	$9.4605 \times 10^{17} \text{ cm}$
Parsec	$1 pc$	$3.0857 \times 10^{18} \text{ cm}$ 3.2616 ly

# Capitolo 1

## Active Galactic Nuclei

Dei miliardi e miliardi di galassie che popolano l'Universo osservabile, la maggioranza ha caratteristiche riconducibili ad emissioni dominate da stelle. Di tipo prevalentemente termico, il loro spettro è dominato dalla somma degli spettri di Planck delle singole componenti stellari, cui si associa una specifica temperatura in un range  $3000K \leq T \leq 40000K$ . Da tale intervallo lo spettro di emissione per lunghezza d'onda  $\lambda$  cade in un intervallo fra  $4000 \div 20000\text{\AA}$ , per la cui determinazione occorre valutare la densità del gas e l'intensità di formazione stellare. Si sottolinea inoltre la presenza di altre componenti luminose di origine legata alle stelle: ne sono esempi zone di formazione stellare e supernovæ.

Una percentuale esigua ma fondamentale ( $\sim 10\%$ ) delle galassie, tuttavia, presenta spettri d'emissione molto più estesi, dalla zona del radio fino ai raggi X, caratteristici d'una emissione non termica; inoltre nella banda ottica/UV compaiono spesso linee d'emissione molto intense e molto larghe. Si parla in questo caso di *Galassie Attive* (*Active Galaxies*), i cui più rilevanti esempi sono le galassie di Seyfert, le Radiogalassie, i Quasar e i Blazar. In particolare, l'emissione si concentra nelle zone centrali di questi oggetti, nonostante esse presentino dimensioni ridotte, al massimo nell'ordine del parsec: si osserva come la luminosità non termica sprigionata dal nucleo galattico possa essere oltre mille volte maggiore di quella della galassia ospite. Oggetti di questo tipo prendono il nome di *Nuclei Galattici Attivi* (*Active Galactic Nuclei*).

Si crede che le galassie attive attingano la loro energia da materia in accrescimento su di un *Buco Nero Supermassivo* (*Supermassive Black-Hole*), e la correlazione osservata fra le masse dei SMBHs e delle galassie ospiti suggerisce un legame fra l'evoluzione dei due oggetti. Le conoscenze attuali portano ad ipotizzare che molte galassie (se non tutte) avrebbero attraversato nel loro arco di vita la fase attiva; per le alte energie ed i violenti fenomeni che la caratterizzano, questa fase non può essere di lunga durata, il che giustifica

la bassa percentuale di Galassie Attive osservabili nell'Universo.



Figura 1.0.1: *Centaurus A* è uno dei nuclei attivi più prossimi alla Terra. Caratterizzato da intensa emissione nel radio, produce un getto relativistico.

## 1.1 Morfologia

Le Galassie Attive ospitano strutture di dimensione variabile dal pc al Mpc, che emettono sorprendenti quantità di energia da una regione piuttosto piccola, indice che il motore centrale debba essere molto compatto e massivo. Il *Supermassive Black-Hole Paradigm*, proposto da Salpeter (1964), Zel'dovich & Novikov (1964) e Lynden-Bell (1969), afferma proprio la presenza di un SMBH a ricoprire il ruolo. Incastonato in un disco d'accrescimento, è circondato da un toro oscurante di materia. Oltre a queste componenti, il Nucleo Attivo presenta nuvole di gas e polveri in rotazione sopra e sotto il disco, le quali a seconda della prossimità del SMBH compongono le *Broad Line Regions* e le *Narrow Line Regions*. Caratteristica peculiare, infine, sono le espulsioni a velocità ultra relativistiche di materiale ionizzato dal centro del AGN, i *getti*; quando questi perdono collimazione e si disperdono nello spazio, formano i cosiddetti *lobi*, nei quali talvolta la materia si concentra nuovamente in specifici punti, gli *Hotspots*.

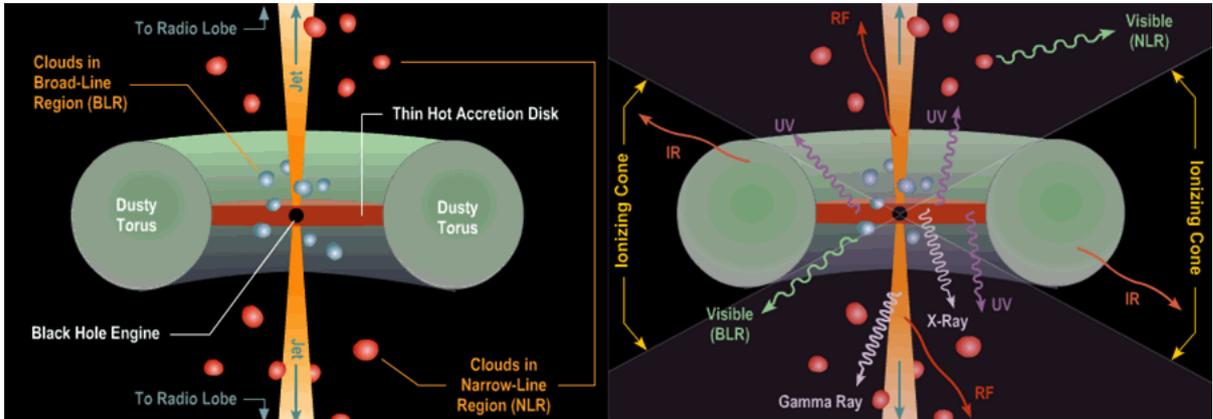


Figura 1.1.1: *Componenti morfologiche ed emissive di un AGN.*

## Supermassive Black-Hole

Nel SMBH Paradigm è il buco nero al centro dell'AGN a fungere da vero e proprio motore, utilizzando come sorgente energetica il proprio enorme potenziale gravitazionale: il termine supermassivo indica una massa  $M_{BH} \sim 10^8 M_{\odot}$ . La forte attrazione vincola grandi quantità di materia a ruotare attorno ad esso con velocità relativistica; la traiettoria della materia è una spirale e la caduta all'interno del SMBH permette di liberare ulteriore energia gravitazionale che sostiene tutta la struttura.

Valutando la luminosità degli AGN, in particolare di alcuni Quasar, si raggiunge piuttosto facilmente un valore intorno ai  $10^{46}$  erg  $s^{-1}$ . Dal confronto con la luminosità di Eddington, ossia la massima luminosità che si possa raggiungere per fenomeni di accrescimento, la richiesta in termini di massa può essere soddisfatta solo modellizzando la presenza di un SMBH.

## Disco d'accrescimento

Siccome il gas in accrescimento possiede in generale un momento angolare, la struttura assume naturalmente la forma di un disco kepleriano di materia rotante a velocità ultra-relativistiche. Tali caratteristiche dinamiche determinano grandi instabilità, sia fluide che magnetoidrodinamiche, le quali portano alla dissipazione di energia rotazionale e all'emissione di radiazione.

Per un disco attorno ad un buco nero di massa  $M_{BH} \sim 10^8 M_{\odot}$  la radiazione termica è piccata ad una frequenza  $\nu \sim 10^{15} \div 10^{16}$  Hz, simile a quella di un particolare picco nell'UV spesso osservato nello spettro continuo dei Quasar. Questo picco, il *blue bump*, avrebbe dunque origine nel nucleo, fornendo una prova della sua presenza.

### **Toro oscurante**

È materia, principalmente polveri e gas, in rotazione attorno al buco nero, a distanza tuttavia maggiore se paragonata al disco d'accrescimento contenuto al suo interno; densità e velocità, invece, sono minori rispetto al disco, permettendo una più ampia distribuzione del materiale nella tipica forma toroidale.

Questa componente circonda la BLR, oscurandone notevolmente l'emissione grazie alla densità e all'opacità che presenta. Il toro è tuttavia contenuto nella NLR, in quanto le linee di emissione strette non vengono oscurate. La sua presenza genera inoltre coni di ionizzazione, i quali si aprono su angoli solidi in cui la radiazione non incontra più la materia.

### **Broad Line Region e Narrow Line Region**

Nelle regioni sopra e sotto al disco è presente una grande quantità di materiale in rapida rotazione attorno all'asse del buco nero. Il moto a velocità elevate, ionizzando tale materiale, causa un'emissione di radiazione le cui linee sono caratteristiche di due regioni specifiche.

Le BLR sono piccole zone interne dell'AGN, la cui estensione è dell'ordine di un anno luce; esse circondano il disco di accrescimento, sono caratterizzate da velocità  $> 1000 \text{ km s}^{-1}$  e da linee d'emissione larghe. L'assenza di linee proibite è indice dell'alta densità elettronica ( $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) del gas in questa zona. Le NLR, viceversa, si estendono da  $\sim 10$  pc a  $\sim 100$  pc attorno al motore centrale e presentano strette linee d'emissione. Rispetto alle BLR, la presenza di linee proibite fissa una densità certamente inferiore ( $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) per un gas comunque piuttosto disomogeneo.

### **Getti**

Sono fuoriuscite di materia molto energetica e altamente collimate che hanno origine dal disco d'accrescimento. La materia, accelerata dalla rotazione attorno al SMBH, raggiunge una velocità di fuga ultra relativistica ed è espulsa violentemente: le strutture che si formano possono estendersi per migliaia, o addirittura milioni di parsec senza perdere l'elevato grado di collimazione. Le velocità di propagazione apparenti possono ad arrivare ad essere 40 volte superluminali. Questa caratteristica emerge da effetti di Beaming relativistico, quando la direzione del getto è prossima alla linea d'osservazione.

I getti sono prominenti nelle osservazioni a frequenza radio e compaiono nel 10% degli AGN, i cosiddetti oggetti Radio-Loud, i quali presentano una larga emissione continua di radiazione di sincrotrone dalle particelle cariche che compongono il getto stesso. Onde

d'urto generate dall'idrodinamica del sistema, poi, portano il getto a sfociare in strutture molto ampie, i lobi; le regioni ad alta densità che compaiono in queste regioni prendono il nome di Hotspots, i quali grazie a processi d'emissione indipendenti da quelli nel core contribuiscono alla luminosità del AGN.

## 1.2 Tipologie di AGN

Volendo elencare le proprietà salienti di un Nucleo Galattico Attivo si possono individuare quattro caratteristiche:

1. una regione nucleare compatta molto più luminosa della galassia ospite;
2. emissione continua di tipo non termico;
3. linee d'emissione molto intense;
4. variabilità nell'emissione continua e/o nelle linee d'emissione su scale temporali relativamente brevi.

Una classificazione in vari sottogruppi è possibile in base a proprietà evidenti in osservazione, tenendo comunque presente che si sta analizzando una frazione piccola del numero totale di galassie osservabili.

### Galassie di Seyfert

Dal nome del loro scopritore, sono galassie caratterizzate da forma a spirale con nuclei 'star-like' molto luminosi, i quali presentano da un punto di vista spettroscopico continui di tipo non termico e linee d'emissione di alta eccitazione anche intense e larghe. Il fatto che in alcune Seyfert la variabilità della radiazione nucleare sia osservabile con un periodo di circa sei mesi indica che le effettive dimensioni del nucleo siano dell'ordine dell'anno luce.

In base alla larghezza delle linee spettrali, si evidenziano due categorie:

- **Seyfert I:** le linee permesse, prevalentemente da idrogeno, sono piuttosto larghe e corrispondono a velocità d'emissione fra i 1000 e i 5000 km s<sup>-1</sup>, mentre quelle proibite sono molto più strette, con velocità dell'ordine di  $\sim 100$  km s<sup>-1</sup>. Le differenti velocità indicano espulsione di nuvole di gas da regioni diverse, distinguibili dalla larghezza delle linee d'emissione;

- **Seyfert II** tutte le linee, permesse e proibite, sono piuttosto strette, associabili a velocità dell'ordine dei  $\text{km s}^{-1}$ , presentando inoltre continuo ed emissione X più debole rispetto alle Seyfert I. La distribuzione uniforme delle velocità indica che tutte le linee d'emissione provengano dalla medesima regione.



Figura 1.2.1: *NGC35194*, una galassia Seyfert II.

Una classe di nuclei attivi in relazione con le Seyfert prende il nome di *Low-Ionization Nuclear Emission line Regions (LINERs)*, nei quali le linee proibite emergono da atomi con minor grado di ionizzazione. Inizialmente inquadrati come una classe di AGN a sé, sono oggi considerati semplicemente un'estensione meno luminosa delle Seyfert.

## Radiogalassie

Sono caratterizzate da forte emissione radio. Inizialmente vennero identificate in rilevazioni in tali banda, come il catalogo 3C e, come la gran parte degli oggetti osservati in quel contesto, sono associate a sorgenti ottiche. Mentre le galassie a spirale sono generalmente deboli emettitrici in banda radio, le Radiogalassie risultano tipicamente associate a galassie ospiti di morfologia ellittica.

Gli spettri della sorgente ottica mostrano forti linee d'emissione, la cui forma differenzia tali Nuclei Attivi in *Broad Line Radio Galaxies* e *Narrow Line Radio Galaxies* a seconda che siano larghe (broad) o strette (narrow). Un'ulteriore distinzione è possibile

osservando la morfologia d'emissione radio: le mappe per sorgenti potenti, infatti, mostrano tipicamente una struttura a due lobi che s'estende dal nucleo centrale per kpc, o addirittura Mpc. Si osservano inoltre componenti 'jet-like', raramente simmetriche, che si protendono dal nucleo attraverso i lobi, con un trasporto di energia fra le due regioni.

A seconda delle dimensioni, della morfologia e della potenza d'emissione Fanaroff e Riley (1974) proposero una suddivisione in due categorie, chiamate FR dalle iniziali dei loro cognomi:

- **FR I:** poco estese e meno luminose, sono dominate in dimensione ed emissione da getti turbolenti, i quali appaiono distorti ed avvolti da campi magnetici d'origine nucleare. La distanza fra i due punti più luminosi ai lati del nucleo (gli Hotspots), non supera la metà della dimensione complessiva della sorgente. Hanno potenze tipiche dell'ordine di  $10^{42}$  erg s<sup>-1</sup>;
- **FR II:** molto estese e più luminose, sono dominate dai lobi nei quali gli Hotspots contribuiscono in maniera prevalente alla luminosità, sino ad un ordine di  $10^{47}$  erg s<sup>-1</sup>. Per oggetti di questo tipo solitamente si osserva solo un getto molto potente, questo per effetto di Beaming relativistico, mentre il secondo appare depotenziato o addirittura assente.

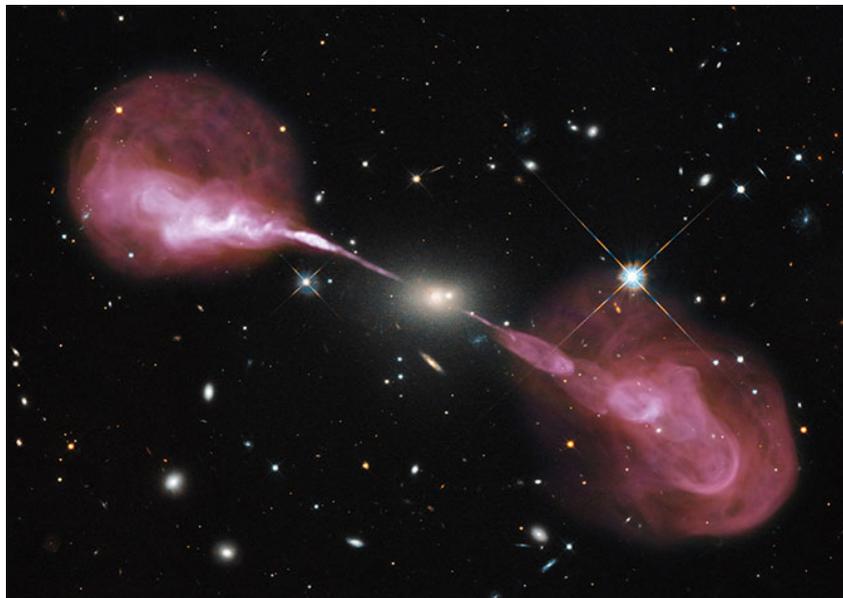


Figura 1.2.2: Un'immagine multifrequenza della Radiogalassia Hercules A. La scala dei toni di rosa mostra l'emissione radio sovrapposta ad un'immagine ottica.

## Quasar

La compilazione del terzo catalogo di Cambridge, contenente centinaia di sorgenti con densità di flusso superiori agli 8 Jy a 178 MHz, permise tramite osservazioni ottiche di notare la presenza di alcune sorgenti particolari, con caratteristiche di stelle blu. Queste, identificate come *Quasi Stellar Radio Sources*, presentavano linee d'emissione particolarmente intense, interpretate da M. Schmidt come linee di Balmer affette da un significativo redshift. Proprio quest'ultima caratteristica, implicando un'elevata luminosità, permette di associare tali oggetti alla struttura di un Nucleo Galattico Attivo.

I Quasar sono gli AGN più luminosi dell'Universo, e sono anche gli oggetti più lontani, a distanza cosmologica. Il redshift che li caratterizza (fino a  $z = 7.085$ ) permette di datare le loro origini fino a circa 800 milioni di anni dopo il Big Bang. Oltre a ciò, i Quasar presentano una somiglianza ad oggetti stellari in analisi ottica (fatto determinato da un livello strumentale insufficiente, incapace di risolverne la forma), un flusso del continuo variabile nel tempo, un eccesso di flusso nei raggi UV e un allargamento delle linee d'emissione.

L'emissione radio è una firma dell'espulsione relativistica di materia in getti, in quanto produce radiazione di sincrotrone. In base all'intensità di tale fenomeno, valutando in particolare il rapporto fra il flusso radio a 5 GHz e il flusso ottico a 4400 Å, si possono dividere i Quasar in due categorie: il gruppo *Quasar Radio-Quiet* comprende circa il 90% degli oggetti studiati; il gruppo *Quasar Radio-Loud*, meno numeroso, include i restanti.



Figura 1.2.3: Immagine di un Quasar distante circa 9 miliardi di anni luce (al centro). Alla sua destra una stella prossima alla Terra.

## Blazar

Sono una speciale sottoclasse di Quasar Radio-Loud. Il modello comune per emissione Blazar è considerare queste sorgenti come Quasar con un getto relativistico puntato verso l'osservatore, o comunque lungo una direzione molto prossima alla linea di vista. Il gruppo dei Blazar include dunque sorgenti radio-loud core-dominated molto variabili. Molti sono inoltre potenti emettitori di raggi  $\gamma$  e taluni mostrano indizi di moti superluminali.

In base alle caratteristiche spettrali, i Blazar si distinguono in due sottoclassi:

- **Flat Spectrum Radio Quasar:** tecnicamente distinguibili ancora in *Optical Violent Variables* e in *Highly Polarized Quasar*, sono caratterizzati da un'intensa e rapida variabilità nell'ottico, con tempi scala nell'ordine anche del giorno, caratteristica che ne limita le dimensioni all'ordine del giorno luce. Tale variabilità è presente anche in altre bande, con periodi man mano più brevi verso minori valori di lunghezza d'onda. Si registra inoltre una polarizzazione relativamente intensa, nell'ordine di qualche percento (solitamente  $\lesssim 1\%$ ), per quanto riguarda luce ottica. Caratterizzati da forti linee d'emissione, fanno registrare un redshift distribuito su un ampio intervallo di valori, con un picco intorno a  $z \sim 2$ .
- **BL Lac Objects:** prendono il nome dalla loro sorgente prototipo BL Lacertae, sono forti emettitori radio, molto variabili nell'emissione ottica e X. La differenza con i FSRQ è l'assenza di linee d'emissione, presentando uno spettro 'featureless' a legge di potenza, che permette di associarli a galassie ospiti ellittiche. Il redshift loro associato è piuttosto basso, e di conseguenza la loro luminosità totale è minore rispetto ai FSRQ.

Mandare in orbita strumentazioni avanzate per rivelazioni nelle bande X e  $\gamma$  è stato fondamentale per indagare a fondo i meccanismi fisici alla base del fenomeno Blazar; in questo contesto si ricorda il lancio del *Fermi Gamma-Ray Space Telescope* nel 2008, ed in particolare la presenza a bordo del *Large Area Telescope*, telescopio a grande area che ricopre l'intero range energetico fra  $\sim 20$  MeV e  $\sim 300$  GeV. Questa è la missione che ha permesso di confermare che molta dell'energia prodotta nei Blazar ha origine nei getti relativistici.

Il LAT permette un monitoraggio della variabilità di un Blazar su scale temporali molto ampie, e mostra come variazioni di una certa entità siano molto comuni nella maggior parte di questi oggetti, specialmente per quanto concerne l'emissione  $\gamma$  non termica: la maggior

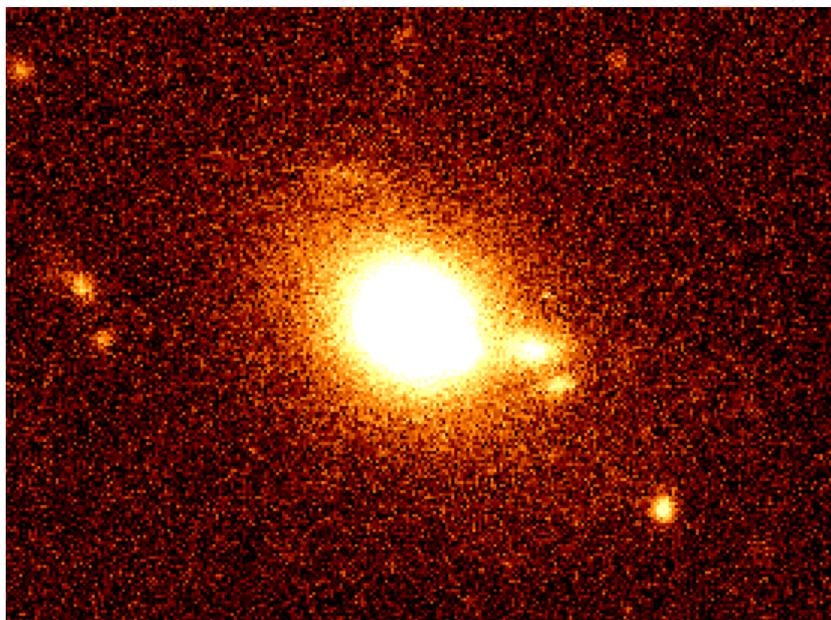


Figura 1.2.4: *Un'immagine del BL Lac H0323+02 ottenuta presso l'ESO NTT.*

parte di quest'emissione emerge quando i getti relativistici sono strettamente collimati e amplificati da fenomeni di Beaming in una certa direzione.

### 1.3 Modello Unificato

L'idea di un'unificazione per differenti tipi di AGN emerse quando si comprese che un ruolo importante nell'interpretazione di tutta la zoologia presentata nella sezione (1.2) deve essere giocato da effetti di proiezione. Un grande sforzo è stato profuso nel determinare come i diversi tipi di Nucleo Galattico Attivo siano semplicemente diverse manifestazioni del medesimo oggetto, osservato da diverse angolazioni.

Una prima prova del fatto che galassie Seyfert I e II, ad esempio, fossero un unico oggetto fu proposta da Antonucci e Miller (1985), dallo studio della Seyfert II NGC 1068. Osservarono per queste galassie Radio-Quiet linee d'emissione polarizzate e diffuse, larghe almeno quanto quelle permesse nelle galassie di tipo I. Il modello di unificazione di questi due oggetti si può riassumere considerando un toro oscurante centrato attorno all'asse del nucleo galattico: se la linea di vista forma con tale asse un angolo libero sufficientemente stretto, si osservano il nucleo stesso e le BLRs, tipiche delle Seyfert I; viceversa, se la linea di vista individua con tale asse un angolo sufficientemente ampio, giacendo prossima al piano di rotazione, si osservano solo le NLRs, più lontane dal nucleo, tipiche di una Seyfert

II. Nel medesimo anno, i due scienziati scoprirono linee larghe e polarizzate nascoste in NGC 1068 e suggerirono che "la regione del continuo e le BLRs siano localizzate in un disco geometricamente e otticamente denso. I fotoni del continuo e quelli broad-line sono diffusi all'interno della linea di vista da elettroni liberi sopra e sotto il disco". Questa è forse la singola prova più importante per l'unificazione delle galassie Seyfert.

Un altro schema d'unificazione, inizialmente proposta da Barthel (1989) comprende le sorgenti radio molto intense. L'idea di fondo è che le Radiogalassie (FR I e II), i Radio Quasars e i BL Lac siano la stessa classe d'oggetto, vista ad angoli differenti, sempre con la presenza di un toro oscurante. Quando l'osservatore vede la sorgente all'interno di un cono di semiampiezza  $\sim 45^\circ$  rispetto all'asse comune di toro e sorgente radio, l'oggetto è un Quasar; quando il toro nasconde il Nucleo Attivo, cosa che avviene per angoli maggiori, la sorgente è una Radiogalassia; se la linea di osservazione è pressoché coincidente con l'asse, l'emissione del flusso relativistico all'interno del getto è amplificata dal Beaming relativistico, e l'oggetto è un Blazar.

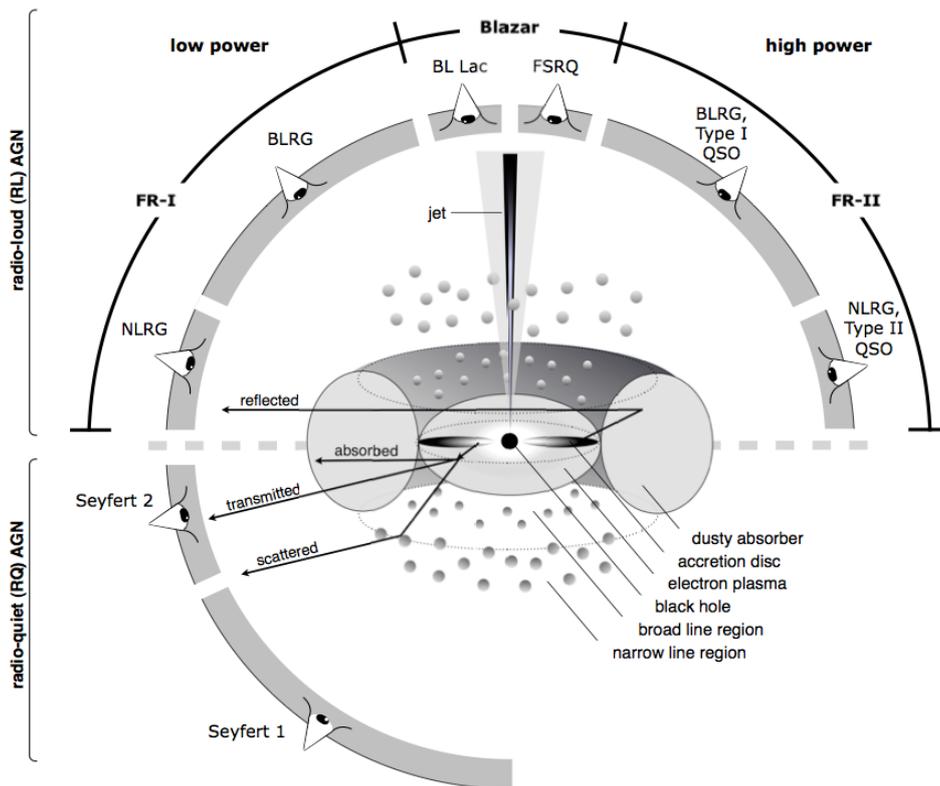


Figura 1.3.1: Rappresentazione del Modello Unificato per gli AGN.

Detto ciò, le unificazioni per oggetti Radio-Loud possibili sono due:

- **Bassa potenza:** le galassie FR I e gli oggetti di tipo BL Lac condividono emissione radio isotropa, così come le funzioni di luminosità nel radio e nell'X e l'asimmetria dei lobi. Si nota inoltre che entrambi i tipi sono ospitati in galassie ellittiche molto estese con grande magnitudine. Una sorgente, in particolare, appare una Radiogalassia FR I se il getto è osservato ad un grande angolo dalla sua direzione, viceversa appare come un oggetto BL Lac. Urry e Padovani (1995) stimarono che l'angolo critico dal quale si delinea una differenza fra i due AGN è  $\theta \approx 30^\circ$ ;
- **Alta Potenza:** le galassie FR II e i Radio Quasar si differenziano in base alla diversa orientazione dei getti radio e del toro oscurante. Barthel, in base ad osservazioni su un gran numero di oggetti, registrò che solo il  $\sim 30\%$  di questi oggetti fossero catalogabili come Quasar, mentre il restante  $\sim 70\%$  FR II. L'angolo critico dal quale si delinea una differenza fra le due tipologie d'oggetto oscilla fra  $40^\circ$  e  $50^\circ$ . Emergono tuttavia due tipologie di problemi; in primo luogo il Beaming relativistico sembra essere una motivazione troppo debole per l'asimmetria dei getti; in secondo luogo i Quasar prossimi alla linea di vista dovrebbero avere ridotte dimensioni lineari, caratteristica che non sempre si presenta.

## Capitolo 2

# Effetti Relativistici e Meccanismi d'Emissione

### 2.1 Beaming Relativistico

Conosciuto anche come *Doppler Beaming* o *Doppler Boosting*, è il processo per cui gli effetti relativistici modificano la luminosità emessa da materia in moto a velocità prossime a quella della luce. Questo meccanismo permette di inquadrare teoricamente le osservazioni riguardo i getti superluminali espulsi dai Blazar e le loro asimmetrie.

Si parte considerando una porzione di materia di un getto in moto verso l'osservatore ad una velocità  $v$  lungo una direzione  $\theta$  relativa alla congiungente con l'AGN. La frequenza osservata  $\nu$ , in relazione a quella del sistema solidale con la porzione di materia  $\nu'$ , è

$$\nu = \mathcal{D}\nu', \quad \mathcal{D} = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (2.1.1)$$

$\mathcal{D}$  è il fattore Doppler; detto  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  è il fattore di Lorentz relativistico. Supposto che la luminosità della materia sia  $J(\nu)$ , si può dimostrare che il rapporto  $J(\nu)/\nu^3$  sia un invariante di Lorentz, tale per cui la potenza osservata in funzione di quella propria sia

$$J(\nu) = \mathcal{D}^3 J'(\nu'). \quad (2.1.2)$$

Per una sorgente di piccola profondità ottica, il flusso osservato è proporzionale all'intensità della sorgente, ossia  $F_\nu \propto J(\nu)$ . Se tale sorgente ha uno spettro a legge di potenza  $J'(\nu) \propto \nu'^{-\alpha}$ , allora

$$F_\nu = \mathcal{D}^{3+\alpha} F'_\nu. \quad (2.1.3)$$

Per un dato flusso  $F'_\nu$  nel sistema di riferimento solidale, il corrispondente  $F_\nu$  osservato è funzione di  $\theta$ . Risulta infatti maggiore se il getto è diretto verso l'osservatore, minore in caso contrario. Per due porzioni con le medesime proprietà intrinseche ma in moto lungo direzioni opposte, il rapporto fra i flusso di quella in avvicinamento (in) e quella in allontanamento (out) è

$$\frac{F_{\nu,in}}{F_{\nu,out}} = \left( \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{3+\alpha}. \quad (2.1.4)$$

Il getto può essere considerato allora come un gran numero di porzioni irrisolte. In questo caso, il flusso totale osservato corrisponde ad un'integrazione sul getto,

$$F_\nu = \int J(\nu) d\Omega dl = \int \varepsilon(\nu) \frac{da dl}{d_A^2}, \quad (2.1.5)$$

dove  $\varepsilon(\nu)$  è l'Emissività,  $d\Omega$  è un elemento d'angolo solido,  $da$  è un elemento d'area ortogonale alla linea di vista,  $d_A$  è la distanza di diametro angolare dalla sorgente. Data la trasformazione

$$\varepsilon(\nu) = \mathcal{D}^2 \varepsilon'(\nu'), \quad (2.1.6)$$

il flusso è

$$F_\nu = \frac{\mathcal{D}^{2+\alpha}}{d_A^2} \int \varepsilon(\nu) da dl = \mathcal{D}^{2+\alpha} F'_\nu. \quad (2.1.7)$$

Per due getti identici che si estendono in direzione opposta, vale dunque

$$\frac{F_{\nu,in}}{F_{\nu,out}} = \left( \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{2+\alpha}. \quad (2.1.8)$$

A velocità relativistiche ( $\beta \sim 1$ ) per direzioni prossime alla linea di vista ( $\theta \ll 1$ ) il flusso del getto puntato verso l'osservatore è molto più intenso rispetto a quello del getto opposto, motivo per cui i getti osservati per sorgenti radio molto potenti sono fortemente asimmetrici.

## 2.2 Moti superluminali

Un'ulteriore prova della presenza di un SMBH al centro di un AGN è che l'osservazione di alcune componenti apparentemente in moto a velocità superiori a  $c$ . Ci si imbatte nei così detti *moti superluminali*, la cui presenza era già stata predetta da M. Rees, astrofisico e cosmologo inglese. Ricordando che la Relatività Speciale stabilisce che nessun segnale possa propagarsi più velocemente della luce, si propone una spiegazione formale al fenomeno.

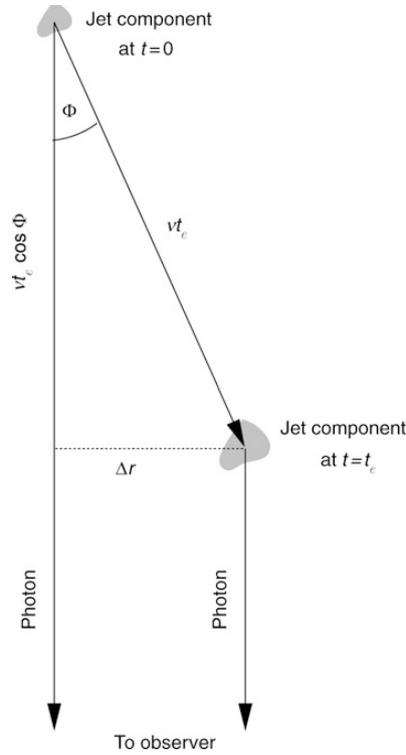


Figura 2.2.1: Modello per il moto superluminale.

Consideriamo una sorgente in moto a velocità  $v$  ad un angolo  $\phi$  rispetto alla linea di vista. Scegliendo arbitrariamente l'origine dei tempi  $t_0 = 0$  quando la sorgente è vicina al core, spostandosi dopo un tempo  $t_e$  ad una distanza  $vt_e$ . Per la componente trasversa si osserva una separazione

$$\Delta r = vt_e \sin \phi. \quad (2.2.1)$$

Siccome al tempo  $t_e$  la sorgente è più vicina all'osservatore rispetto all'origine dei tempi, la luce impiega meno tempo a raggiungerlo. I fotoni emessi a  $t_0$  e  $t_e$  raggiungono l'osservatore con uno scarto

$$\Delta t = t_e - \frac{vt_e \cos \phi}{c} = t_e(1 - \beta \cos \phi). \quad (2.2.2)$$

Da quest'equazione si esprime la velocità apparente:

$$v_{app} = \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{v \sin \phi}{1 - \beta \cos \phi}, \quad (2.2.3)$$

La velocità apparente è dunque funzione della direzione del moto relativa alla linea di vista e della velocità propria della sorgente. Ponendo  $\partial v_{app}/\partial \theta = 0$ , otteniamo che  $v_{app}$  ha un

massimo per  $\sin \phi = \gamma^{-1}$ , ossia

$$v_{app}^{max} = \gamma v. \quad (2.2.4)$$

Potendo  $\gamma$  diventare arbitrariamente grande per velocità prossime a  $c$ ,  $v_{app}$  può assumere valori molto maggiori della velocità della luce, anche se  $v$ , come richiesto dalla relatività speciale, non la supera mai. I moti superluminali sono dunque una conseguenza del valore finito di  $c$ , e il loro verificarsi implica che le componenti sorgente nei getto radio degli AGN siano accelerate a velocità molto prossime e quella della luce.

## 2.3 Emissione di Sincrotrone

Quando delle particelle cariche sono accelerate in un campo magnetico si ha l'*emissione di sincrotrone*. Il cambio di traiettoria avviene a causa della forza di Lorentz, applicata ortogonalmente alla direzione originaria del moto. L'energia emessa è dunque funzione del modulo del campo magnetico e dell'angolo compreso fra la direzione del moto dell'elettrone e le linee di campo.

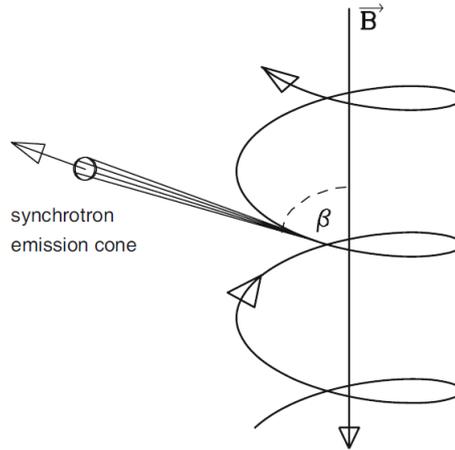


Figura 2.3.1: *Elettrone relativistico in un campo magnetico.*

Si considera una particella di carica  $q = Ze$ , massa a riposo  $m$  e fattore di Lorentz  $\gamma$ , la quale attraversa un campo magnetico di modulo  $B$ , uniforme e statico. La forza ha la forma

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v) = \frac{Ze}{c}(v \times B), \quad (2.3.1)$$

tale da accelerare la particella lungo una direzione ortogonale al moto, mantenendo dunque costanti  $v$  e  $\gamma$ , e normale alla direzione del campo magnetico: detta  $v_{\parallel}$  la velocità della particella in direzione di  $B$ , anch'essa sarà costante. La velocità ortogonale  $v_{\perp} = \sqrt{v^2 - v_{\parallel}^2}$

è dunque costante. La particella segue di conseguenza una traiettoria circolare di raggio fisso  $r_g$  e inclinazione  $\beta$  rispetto alle linee di campo. Si esprime il giroraggio  $r_g$  come:

$$r_g = \frac{v_{\perp} mc}{ZeB} \quad (2.3.2)$$

attorno al quale la rotazione avviene con frequenza di Larmor (o girofrequenza)

$$\nu_g = \frac{ZeB}{2\pi\gamma mc}, \quad (2.3.3)$$

la cui controparte angolare è  $\omega_g = 2\pi\nu_g$ .

La luminosità totale, ossia la potenza del processo d'accelerazione, si esprime nella forma

$$L_S = \frac{2Z^2 e^2}{3c^3} \gamma^4 \left[ \left( \frac{dv_{\perp}}{dt} \right)^2 + \gamma^2 \left( \frac{dv_{\parallel}}{dt} \right)^2 \right], \quad (2.3.4)$$

in cui il primo termine fra parentesi è nullo, poiché l'accelerazione è normale alla velocità. Tracciando la particella una traiettoria circolare, l'accelerazione perpendicolare è  $dv_{\perp}/dt = \omega_g v_{\perp}$ , con  $v_{\perp} = v \sin \beta$ . (2.3.4) diventa

$$L_S = \frac{2Z^4 e^4 B^2 \gamma^2}{3c^5 m^2} v_{\perp}^2 = \frac{2Z^4 e^4 B^2 \gamma^2 v^2 \sin^2 \beta}{3c^5 m^2}. \quad (2.3.5)$$

Se si assume la distribuzione di velocità delle particelle come uniforme, si può mediare la potenza su tutti gli angoli  $\beta$ , i quali modificano il valore di  $v_{\perp}$ :

$$\langle v_{\perp}^2 \rangle = \frac{v^2}{4\pi} \int \sin^2 \beta d\Omega = \frac{2v^2}{3}, \quad (2.3.6)$$

che porta all'espressione finale dell'eq.(2.3.4):

$$L_S = \frac{4Z^4 e^4 B^2 \gamma^2 v^2}{9c^5 m^2}. \quad (2.3.7)$$

Si osservi che il fattore  $m^{-2}$  rende molto efficiente il meccanismo nel caso di elettroni e positroni, particelle molto leggere che per questo dominano la radiazione di sincrotrone nei plasmi dei getti relativistici.

Utilizzando l'espressione di sezione d'urto di Thompson  $\sigma_T$  e di densità d'energia magnetica  $U_B = B^2/8\pi$  si può scrivere la (2.3.7) in forma più compatta, dandone una stima per elettroni altamente relativistici

$$L_{S,e^-} = \frac{4}{3} \sigma_T \frac{v^2}{c} \gamma^2 U_B \simeq 2.7 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \gamma^2 U_B \quad (2.3.8)$$

La radiazione di sincrotrone non è emessa isotropicamente, ma per effetti di Beaming è concentrata in un cono stretto attorno al vettore velocità della particella, il cui angolo di apertura è  $\phi \simeq \gamma^{-1}$  (Figura 2.2). Il moto elicoidale genera un effetto faro, permettendo di rilevare la radiazione solo quando il cono punta in direzione dell'osservatore. Considerando una durata d'impulso  $\Delta t \simeq 0.5\gamma^{-2}\omega_g^{-1}$ , la frequenza osservata, è

$$\nu \sim \Delta t^{-1} \sim \gamma^2 v_g = \frac{\gamma^3 v}{2\pi r_0} \quad (2.3.9)$$

con  $r_0$  giroraggio nel caso non relativistico.

## 2.4 Compton Inverso

A differenza dell'effetto Compton, un fotone a bassa frequenza può assorbire energia nel caso di uno scattering con un elettrone relativistico. Siccome per il fotone vale la relazione  $h\nu \ll m_e c^2 \gamma^{-1}$ , si può applicare la sezione d'urto di diffusione Thomson.

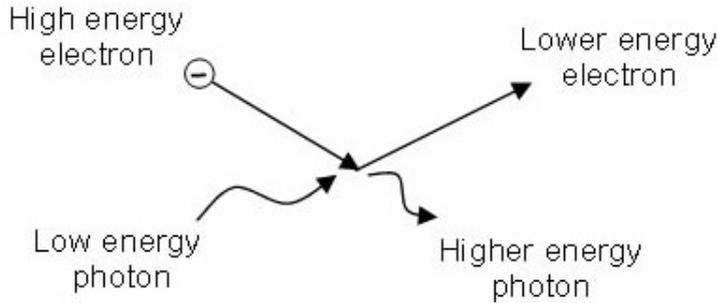


Figura 2.4.1: *Effetto Compton inverso.*

Assumendo che la diffusione avvenga in un sistema di riferimento  $L$  e che  $L'$  sia solidale all'elettrone relativistico con fattore di Lorentz  $\gamma$ , in quest'ultimo sistema per il fotone vale  $h\nu' \ll mc^2$ . Dalla formula del Beaming relativistico per l'energia si ha

$$h\nu' = \gamma h\nu \left(1 + \frac{v_e}{c} \cos \theta\right), \quad (2.4.1)$$

dove  $\theta$  è l'angolo fra la direzione di fotone ed elettrone, di velocità  $v_e$  in  $L$ . Visto che l'energia del fotone è minore dell'energia a riposo dell'elettrone, possiamo trattare l'interazione come uno scattering di Thompson, che essendo una diffusione elastica, conserva

l'energia del fotone in  $L'$ , ossia  $E'_2 \simeq E'_1$ . Riportando l'equazione in  $L$  si ottiene

$$E_2 \simeq \gamma^2 E_1, \quad (2.4.2)$$

dunque per elettroni relativistici un fotone nel dominio radio può essere diffuso fino all'ottico, o anche ai raggi X. Il massimo assorbimento di energia deriva dalla conservazione dell'energia nel sistema di laboratorio, per cui

$$E_2 \leq E_1 + \gamma m_e c^2 \quad (2.4.3)$$

che conduce ad un massimo cambio di frequenza fotonica

$$\Delta\nu \leq \frac{\gamma m_e c^2}{h}. \quad (2.4.4)$$

La potenza totale, ossia la luminosità  $L_{IC}$  dell'effetto Compton Inverso dipende dalla densità di fotoni  $n_{ph}$ , quindi dalla densità di energia del campo fotonico  $U_{ph}$ :

$$L_{IC} \propto n_{ph} \gamma^2 E_1 = \gamma^2 U_{ph} \quad (2.4.5)$$

Per gli AGN i fotoni hanno origine nella materia in rotazione attorno al disco di accrescimento o dai getti, dove invece hanno origine gli elettroni bersaglio. L'emissione di sincrotrone, in un primo momento, fa sì che vengano prodotti fotoni all'interno del getto, i quali vanno ad incidere su elettroni generando emissione nel  $\gamma$ .



## Capitolo 3

# Campionamento

Fra gli AGN osservabili compare anche l'HBL Blazar PG 1553+113. È un BL Lac in cui la distribuzione d'energia spettrale, originata dall'emissione non termica nei getti, presenta un picco di frequenza dell'emissione di sincrotrone nella banda fra il radio e i raggi X; presenta inoltre un picco di Compton inverso dai raggi X fino ad energie dell'ordine dei TeV. Queste due componenti prevalgono decisamente sul resto dello spettro emesso dal nucleo o dalla galassia ospite.

Un studio pluriennale di tale sorgente ha permesso nel 2015 di evidenziare per la prima volta una caratteristica peculiare. I dati ricavati hanno infatti mostrato una modulazione quasi-periodica nel Blazar a varie lunghezze d'onda, ma specialmente per l'attività  $\gamma$ . Il monitoraggio della sorgente è stato condotto tramite il LAT raccogliendo per tutto l'arco dei sette anni trascorsi dal lancio una misura del flusso ogni due settimane circa. Questo è permesso dal grande campo di vista e dalla modalità di osservazione di tipo 'survey' nella quale opera Fermi. È stato determinato in tal contesto anche il valore del periodo di modulazione, di poco superiore ai due anni. Il monitoraggio della PG 1552+113 prosegue tuttora.

Questa variabilità del flusso negli AGN è una caratteristica fondamentale per ottenere informazioni sulla natura della sorgente, circa la sua fase di vita ad esempio, o per mettere a fuoco maggiori dettagli dinamici. Diverse, inoltre, sono le ipotesi proposte per spiegare una variabilità di tipo periodico, dalla precessione dei getti relativistici alla rapidissima rotazione di due buchi neri in fase di coalescenza.

Il lavoro presentato in questa tesi consiste, dunque, nella misura multi-frequenza della densità di flusso radio di PG 1553+113 tramite il radiotelescopio di Medicina, concentrandosi in modo particolare sulle bande X (8 GHz) e K (24 GHz). Lo scopo è innanzitutto confrontarsi in prima persona con le tecniche e le strumentazioni oggi impiegate nel campo

della radioastronomia; in secondo luogo raccogliere dati per un'elaborazione ed un tentativo di interpretazione. I campionamenti si sono svolti con successo in due occasioni: nel Dicembre 2016, con una misura sia in banda X che in banda K, e nel Gennaio 2017, con un campionamento solo in banda X. A completare il quadro si aggiungono dei dati raccolti da ricercatori dell'IRA nel Gennaio 2016, anch'essi da misura in banda X.

Tre sono gli obiettivi prefissi: determinare un valore di densità di flusso per ogni epoca e per ogni banda per poter valutare l'andamento dell'emissione nel tempo; calcolare l'indice spettrale della sorgente potendo disporre di almeno una misura soddisfacente in banda K; confrontare i flussi di emissione radio e  $\gamma$ .

### 3.1 Radiotelescopio di Medicina

Per lo studio di sorgenti radio occorre utilizzare un radiotelescopio, strumento specializzato nel captare le onde in tale banda invece che la luce visibile, dominio dei telescopi classici. La banda radio utile ai fini dell'osservazione si estende da una lunghezza d'onda  $\lambda$  di circa 1 mm, al confine con le microonde, fino a circa un metro (30 MHz); per questa ragione il radiotelescopio, dalla tipica forma parabolica, ha dimensioni fra  $10 \div 10^2$  m per antenna singola, ma può raggiungere i 100 km nel caso di più antenne collegate (si parla in questo caso di *interferometria*). Per le misurazioni di questa tesi si è fatto affidamento alla stazione astronomica di Medicina, nel bolognese, gestita dall'IRA, una struttura facente parte dell'INAF. Il complesso offre due strumenti di rilevazione, la Croce del Nord e la Parabola.

La *Croce del Nord*, fra i più grandi radiotelescopi di transito al mondo, è costruita per ricevere onde radio centrate alla frequenza di 408 MHz, con una larghezza di banda di circa 2.5 MHz. È tracciata da due serie di antenne: il braccio East-West è un'unica antenna lunga 564 m, mentre il braccio North-South è costituito da 64 antenne, per una lunghezza complessiva di 625 m.

La *Parabola* è un'antenna singola da 32 m di configurazione Cassegrain (specchio primario parabolico, specchio secondario iperbolico) operativa dal 1983. Capace di lavorare fra le frequenze di 1.4 e 26.5 GHz, viene usata sia singolarmente per le normali osservazioni astronomiche, che come stazione VLBI per osservazioni interferometriche. I ricevitori del radio telescopio lavorano in 'frequency agility', setup in cui ricevitore e frequenza operativa possono essere cambiati in pochi secondi. Occorre inoltre sottolineare la completa automazione e la possibilità di controllare remotamente le configurazioni osservative con l'*Enhanced Single-dish Control System*.

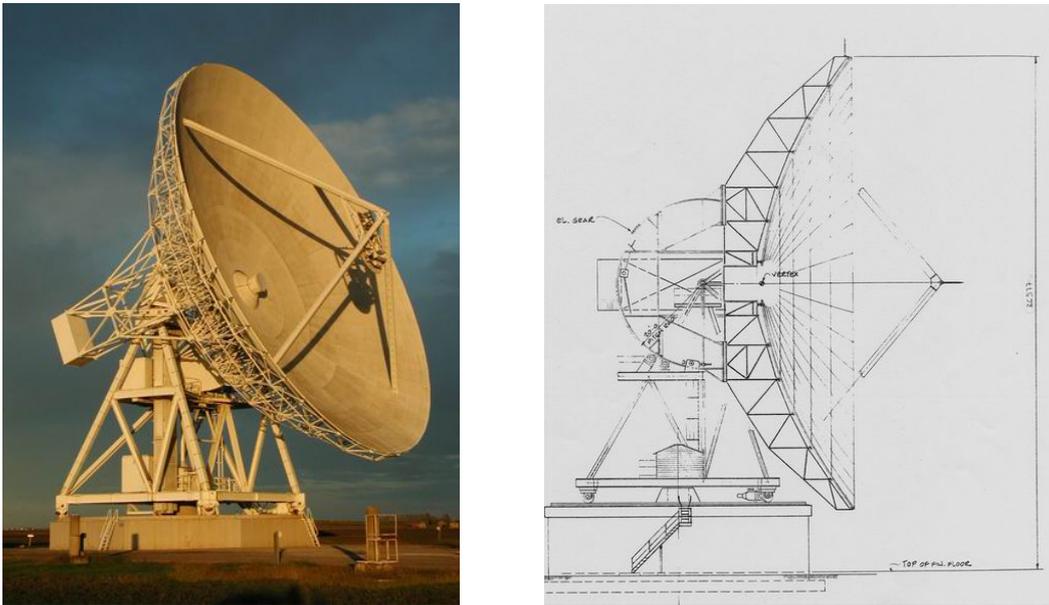


Figura 3.1.1: *Il radiotelescopio Parabola di Medicina: foto e schema.*

Il riflettore primario, d'area maggiore, è costituito da 240 pannelli di alluminio sorretti da una travatura reticolare posteriore. Al vertice dello specchio è previsto l'alloggiamento per la strumentazione relativa al fuoco Cassegrain. La travatura dello specchio primario sorregge il secondario, posto a circa 9 m di distanza, tramite il classico sistema del quadrupode. Lo specchio secondario è un riflettore iperbolico di 3.2 m di diametro, costituito da un unico pannello. Sul retro dello specchio sono fissati 3 attuatori che ne consentono lo spostamento angolare; inoltre tutto l'insieme è in grado di traslare lungo due direzioni ortogonali. Le osservazioni in fuoco primario impongono che lo specchio iperbolico sia completamente represso nella struttura principale. Subriflettore e quadrupode realizzano complessivamente un'ostruzione del 4% sulla superficie del riflettore. Esempi di ricevitori alloggiati nei due fuochi sono il ricevitore in banda K ( $18 \div 26$  GHz), nel fuoco secondario, e quello in banda X ( $8.2 \div 8.9$  GHz), nel fuoco primario. Questi ricevitori sono dotati di due diversi canali di funzionamento, sintonizzabili sui due stati di polarizzazione dell'onda elettromagnetica incidente. Grazie a ciò vengono effettuate due misure indipendenti ad ogni scansione della sorgente, permettendo di avere una distribuzione dei risultati e una deviazione standard più affidabili. Inoltre aumenta la probabilità di non perdere dati a causa di possibili interferenze, poiché non è detto che un disturbo del segnale in uno dei due canali riesca a sporcare quello in entrata nell'altro.

Per i campionamenti alla base di questa tesi, il radiotelescopio ha operato in modalità di *cross-scan*, tecnica di osservazione implementata recentemente presso la stazione. Con

questa tecnica la Parabola non punta continuamente la sorgente bensì effettua numerose rapide scansioni attraverso essa. In ciascuna scansione, il segnale viene campionato ogni 40 millisecondi e l'antenna viene a tracciare un profilo caratterizzato da una componente di fondo più o meno lineare sovrapposta ad una gaussiana la cui ampiezza fornisce una misura della densità di flusso della sorgente. Il "quanto" fondamentale di una osservazione, lo *scan*, consiste in una serie di quattro passaggi (sotto-scan) su di essa, due spostandosi solo in ascensione retta e due solo in declinazione, tracciando una sorta di croce, da cui il nome cross-scan. Ciascuno scan viene poi ripetuto più volte, per abbattere le incertezze statistiche associate ad ogni singola misura.



Figura 3.1.2: *Situazione meteorologica durante il campionamento di Gennaio 2017.*

Occorre precisare infine che i campionamenti in prima persona si sono svolti in condizioni meteorologiche non ideali, le quali possono essere verificate grazie ad una webcam che punta continuamente il radiotelescopio. Come riportato nelle specifiche tecniche, in presenza di fitte nuvole e specialmente in condizioni di grande umidità l'affidabilità delle rilevazioni con la Parabola può calare sensibilmente. Il calo è maggiormente accentuato alle frequenze più alte (es 24 GHz), dove le condizioni osservative sono già intrinsecamente peggiori: maggiore rumore "termico" del ricevitore, minore densità di flusso della sorgente. Durante ambo le sessioni di campionamento il fattore umidità non è mai sceso sotto quota  $\sim 80\%$ .

## 3.2 Acquisizione

Come accennato in precedenza, la Parabola da 32 metri di Medicina permette il controllo remoto con il sistema ESCS. Effettuato il login a tale sistema, si crea e modifica tramite terminale la così detta schedula d'osservazione: essa riceve le impostazioni inerenti la misurazione per poi gestire tutto il processo. Una volta specificata la banda di frequenza (C, X, K), la sorgente che si vuole studiare ed aver impostato parametri specifici per i ricevitori, la schedula viene lanciata per far iniziare il campionamento.

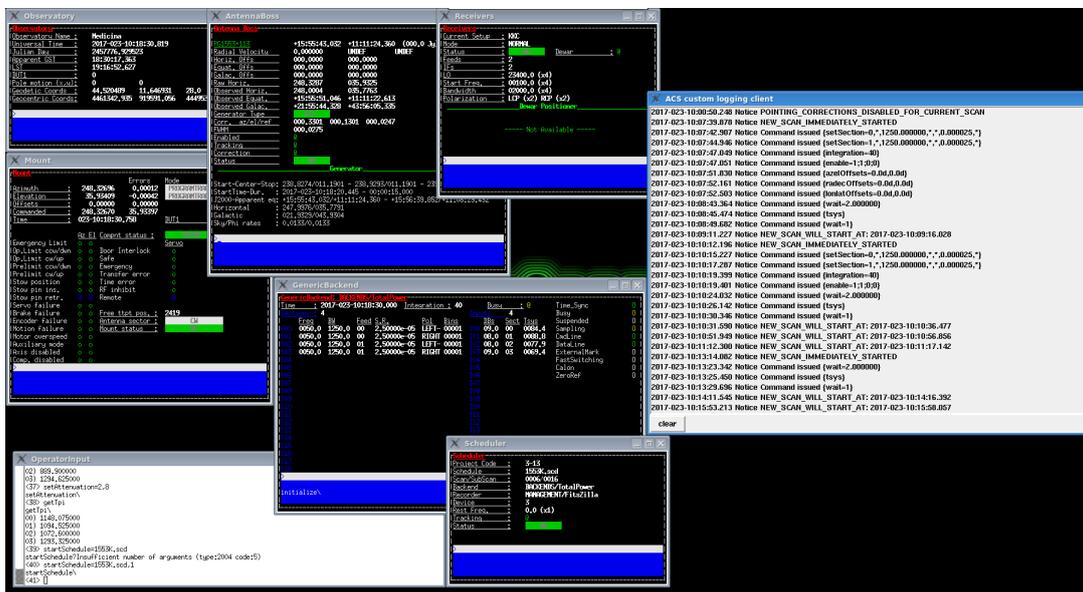


Figura 3.2.1: Screenshot dell'interfaccia ESCS.

Il primo puntamento per le scansioni è uno o più *calibratori*, radiosorgenti la cui variabilità risulta pressoché nulla. Per questo motivo ad esse si associa una densità di flusso costante: conoscendone il valore è possibile ricavare dai suoi conteggi il fattore di conversione a Jansky ( $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ). Il secondo obiettivo è la PG 1553+113. Durante la sessione di misura è possibile visualizzare praticamente in tempo reale un grafico dei conteggi per ambo i canali, per un monitoraggio diretto dell'osservazione: Sono immediatamente individuabili errori sistematici di impostazione, interferenze che distorcono il segnale, problematiche relative direttamente alla Parabola. Proprio grazie a questa possibilità è stato possibile stabilire se fossero possibili misure soddisfacenti in banda K, oltre che X: questo si è verificato solo durante una delle epoche.

### 3.3 Analisi dati

**Elaborazione in IDL** Per ogni epoca si elaborano i campionamenti utilizzando delle macro scritte in un programma IDL: una prima separa i dati grezzi dalle radiosorgenti in base alla banda (C, X, K) e al tipo di sorgente (calibratore oppure "target" d'interesse scientifico), mentre una sinergia di altre tre li elabora.

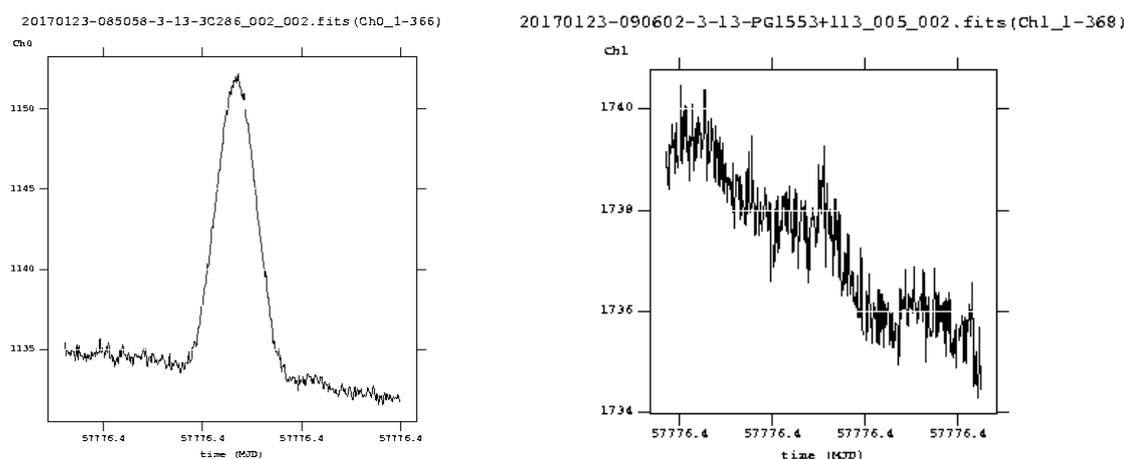


Figura 3.3.1: *Esempi di singole scansioni: a sinistra un nitido calibratore, a destra una singola scansione della PG 1553+113 con segni d'interferenza.*

Le sotto-scan vengono sovrapposte in modo tale da far emergere il profilo della sorgente dal rumore di fondo o da altre componenti casuali, la cui rilevanza diminuisce con la media di molti campioni. In questo modo si ottengono quattro profili, uno per canale per le scansioni in declinazione e ascensione retta. L'elaborazione della macro continua con due interpolazioni dei profili sovrapposti (detti "stacked") così ottenuti. In entrambe le interpolazioni si adottano due componenti: la sorgente viene sempre descritta da una componente gaussiana mentre l'emissione di fondo del cielo è descritta in un caso da una retta (lineare) e in un caso da un polinomio di terzo grado (cubica), particolarmente utili nel caso di una sorgente debole come la PG 1553+113 e di condizioni di cielo variabili (cattive condizioni meteo, particolarmente severe a 24 GHz). Da ognuna di esse sono generati dei file testuali in cui sono stampati il numero di conteggi e i fattori di conversione, con associata un'incertezza. Poiché si utilizzano entrambi i canali dei ricevitori della Parabola, tali grandezze sono presentate a coppie di valori. Per i calibratori l'analisi statistica si concentra sul fattore di conversione, per la radiosorgente sul numero di conteggi.

Altri dati forniti sono la data (espressa in unità MJD) e l'elevazione della sorgente: in questo modo si possono fare valutazioni sulla posizione in cielo dell'oggetto e sulla

qualità dei dati in funzione di essa. Difficilmente infatti si possono ottenere campionamenti soddisfacenti a bassa elevazione, a causa della perdita di efficienza dell'antenna dovuta alle deformazioni indotte dalla gravità e per la densità dell'atmosfera.

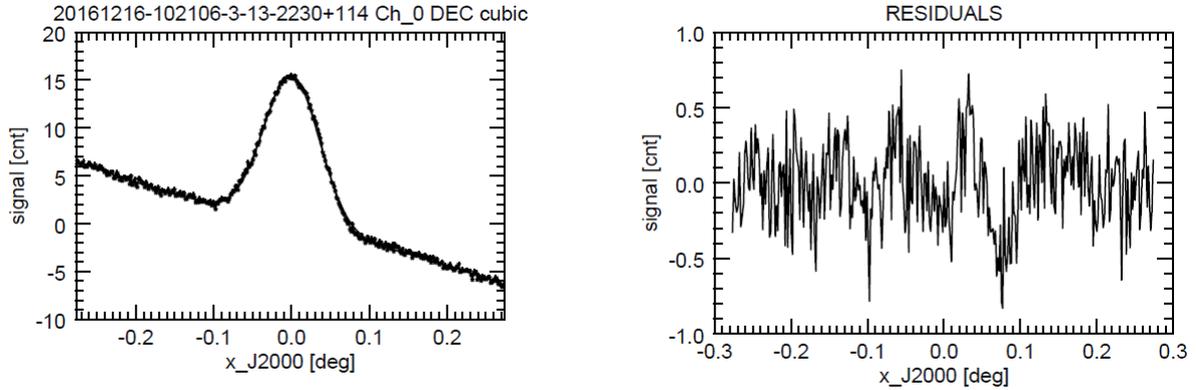


Figura 3.3.2: *Fit cubico della sorgente QSR B2230+114.*

La macro genera infine quattro grafici. In essi appaiono i profili dei dati sovrapposti al fit cubico o lineare: in ascissa si trova lo spostamento angolare dalla direzione di puntamento della sorgente, in ordinata il numero di conteggi. I residui relativi al fit sono rappresentati in altrettanti grafici, di cui la Figura (3.3.2) è un esempio. La retta inclinata è la *baseline*, che rappresenta i conteggi del fondo in funzione della posizione osservata, sulla quale si erge una curva gaussiana d'interpolazione per i conteggi registrati al passaggio sulla sorgente. La qualità di una misura si determina valutando l'andamento e la dispersione dei punti, la presenza di gobbe da segnali estranei alla sorgente, la posizione del picco rispetto all'origine delle ascisse.

Dopo un primo lancio utile per una valutazione complessiva della riuscita del campionamento, tramite un'altra macro IDL si sono selezionati i plot di ogni sotto-scan in base alla qualità del grafico, escludendo cioè quelli evidentemente errati, o caratterizzati da pesante interferenza, o perturbati da fattori non casuali. Si riconosce un tipico caso d'interferenza, ad esempio, quando vi è un importante aumento dei conteggi in scansioni consecutive nella medesima sessione d'osservazione. Una variazione tanto repentina non è imputabile ad una variazione propria di un AGN: le dimensioni superiori al pc, infatti, non permetterebbero ad alcuna perturbazione di propagarsi tanto rapidamente da generare una differenza netta nel flusso nel giro di qualche minuto. Spesso inoltre si osservano forti variazioni in sezioni della scansione non centrate sulla sorgente, ad indicare chiaramente che il segnale non è di origine celeste. Conclusa quest'indagine, si ripete l'elaborazione delle macro IDL per aggiornare i risultati. I dati cui si farà riferimento in seguito sono

quelli stampati nei file per gli stacked cubici, ritenuti più affidabili in quanto frutto di un'interpolazione più accurata rispetto alla lineare.

**Propagazione degli errori** Come già accennato, la densità di flusso  $S$  della sorgente nelle varie epoche si calcola tramite la formula

$$S = C \cdot A, \quad (3.3.1)$$

dove  $A$  è il numero di conteggi,  $C$  il fattore di conversione. Nei file degli stacked cubici per misure sui vari calibratori compaiono due serie di valori per  $C$  per ogni sorgente analizzata. Mediando i valori del singolo canale, si ottengono  $C_0$  e  $C_1$ , i fattori di conversione per l'epoca. Ad essi si associa un'incertezza pari alla deviazione standard del campione. Nel file analogo per la misura sulla PG 1553+133 compare una coppia di valori per  $A$ . In questo caso, disponendo di un solo valore per campionamento, si mantiene l'errore individuato dal programma. Occorre precisare tuttavia che solo tramite misure ripetute della sorgente si potrebbe determinare un valore significativo per l'incertezza, la quale tende ad essere sistematicamente sottostimata dalla macro. Nella prossima sezione si noterà come un ripetuto campionamento di calibratori porti alla sensibile diminuzione della precisione con cui si determinano i fattori di conversione, nonostante tali sorgenti siano relativamente nitide, a causa di una certa dispersione dei valori: non ci si può dunque aspettare una stima congrua da parte della macro per la precisione dei conteggi di una misura per una radiosorgente molto più *faint* (debole) come la PG 1553+113.

Per ogni misurazione sul Blazar si individua una coppia di valori di densità di flusso  $S_0$  e  $S_1$ , la cui incertezza  $\delta S_i$  è data dalla formula

$$\delta S_i = \sqrt{(C_i \delta A_i)^2 + (A_i \delta C_i)^2} \quad i = 0, 1 \quad (3.3.2)$$

ottenuta propagando l'errore con il metodo delle derivate parziali.

Per i campionamenti di Gennaio e Dicembre 2016 (banda K) il valore complessivo della densità di flusso  $S$  ed il suo errore  $\delta S$  si calcolano tramite una media ponderata di  $S_0$  e  $S_1$ . Definendo il peso di una misura come  $w_i = \delta S_i^{-2}$ , si ha:

$$S = \frac{\sum_i S_i w_i}{\sum_i w_i} \quad \delta S = \frac{1}{\sqrt{\sum_i w_i}}. \quad (3.3.3)$$

Nel campionamento di Dicembre 2016 in banda X sono emersi dei problemi con l'acquisizione per il canale 1 (cfr. 4.2). Si è deciso di scartare la misura spuria e conservare solo il valore che emerge dai dati del canale 0, con associata un'incertezza data dalla (3.3.2).

I quattro valori  $S_i$  del campione di Gennaio 2017, infine, presentano un'importante dispersione, associata a incertezze sottostimate per via delle poche misure effettuate (cfr. 4.4). La densità di flusso complessiva è stata calcolata da una media di questi valori, cui si associa un'incertezza pari alla corrispondente deviazione standard del campione.



## Capitolo 4

# Presentazione dei dati elaborati

### 4.1 Gennaio 2016

#### Calibratori

Il campione di calibratori è formato da tre sorgenti, campionate nell'arco di dodici ore. Si utilizzano tuttavia solo i dati riferiti al Quasar 3C286, poiché le tre misure che lo interessano sono state svolte subito prima di concentrarsi sulla PG 1553+113, risultando così più rappresentative del contesto osservativo.

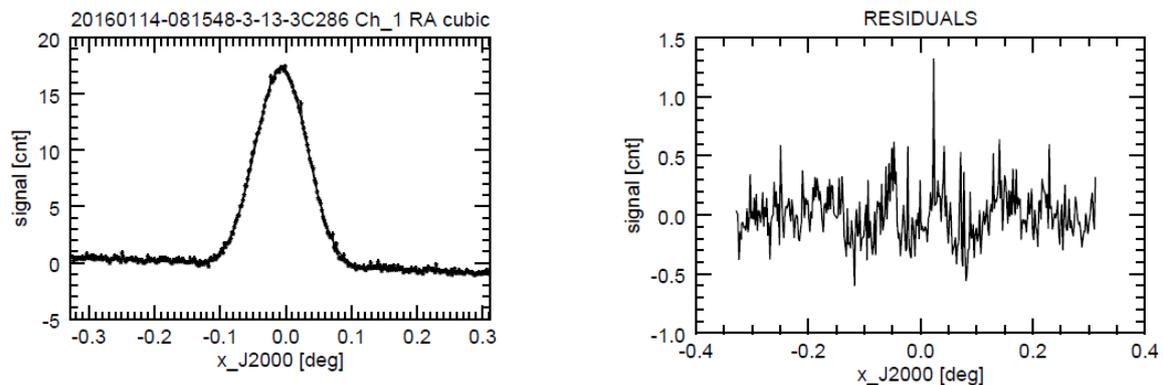


Figura 4.1.1: *Profilo del Quasar 3C286 in banda X (Gennaio 2016).*

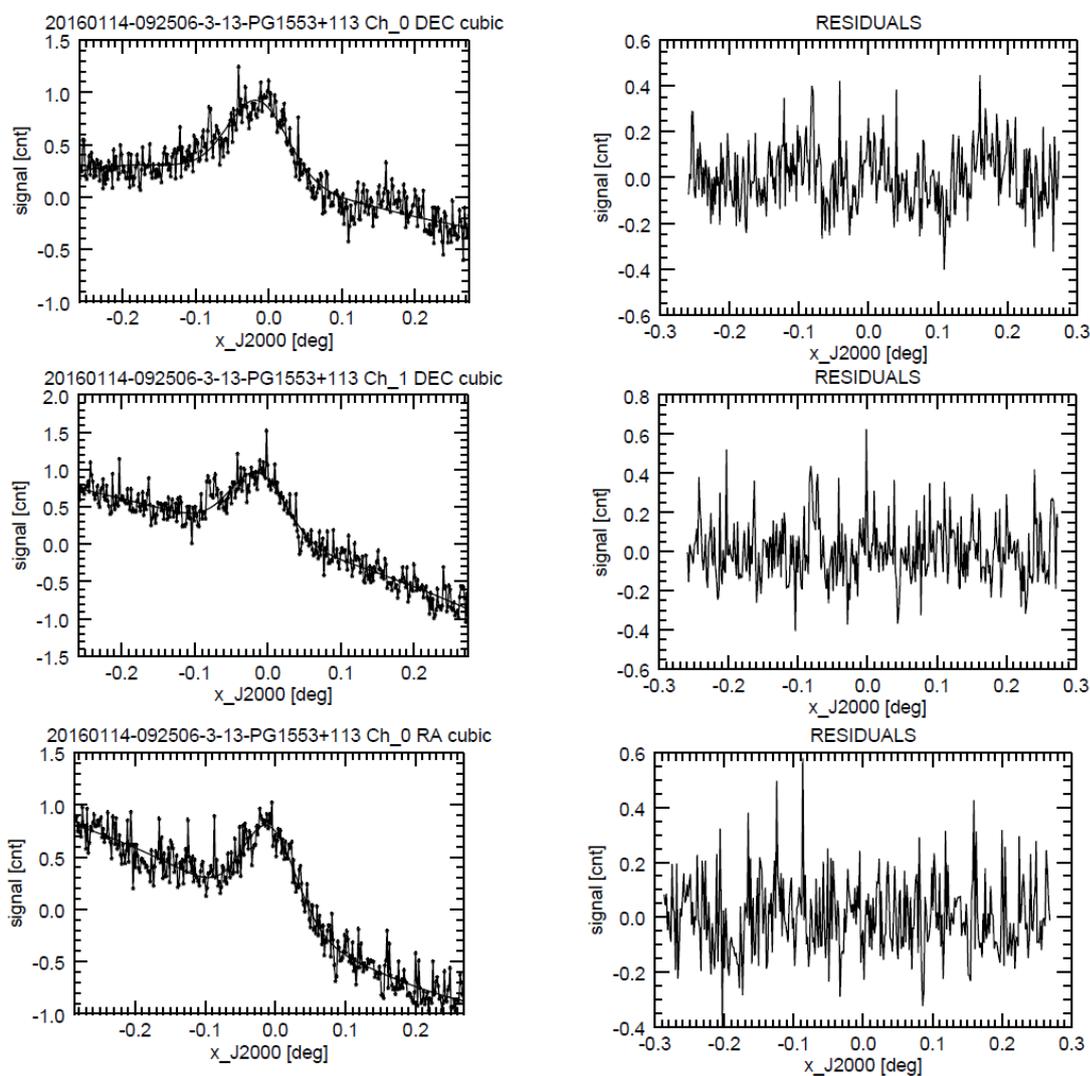
I plot sono tutti riconducibili a Figura (4.1.1), e mostrano la nitidezza del calibratore e come l'interpolazione sia efficace.

Dai dati nei file stacked sono elaborati i fattori di conversione da conteggi a Jansky per ogni canale, riportati in tabella.

Canale	C (Jy/cnt)	$\delta C$ (Jy/cnt)
Ch_0	0.275	0.005
Ch_1	0.234	0.006

Gli errori associati sono piccoli, anche se di un ordine di grandezza in più rispetto a quelli elaborati da IDL: questo perché la misura è stata ripetuta solo tre volte, non consentendo di apprezzare dispersioni nei valori.

### PG 1553+113



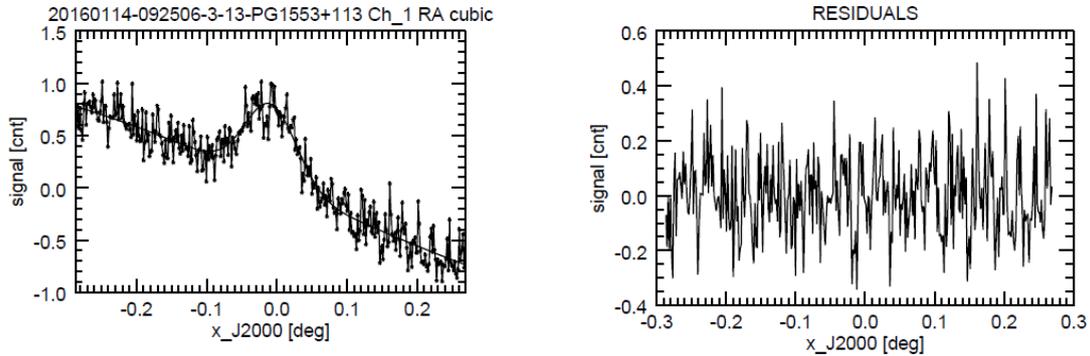


Figura 4.1.2: *Fit cubici e residui per Gennaio 2016*

Sono ben visibili sia la retta dei conteggi di fondo che il picco della sorgente. Tale picco non è perfettamente centrato sull'origine delle ascisse: è il contributo della pendenza della baseline a spostarlo leggermente a sinistra.

Si registra la presenza di picchi ad intervalli regolari, più pronunciati rispetto alla dispersione dei punti. La banda X presenta frequentemente un'interferenza forte ma molto regolare dovuta ad un radar: le procedure sono in grado di riconoscerla per la sua periodicità e di rimuoverla quasi completamente ma non del tutto. Inoltre, per Ch\_0 in declinazione si vede una gobba alla destra del picco, fatto evidente anche osservando i residui. Questi conteggi non sono associati ad alcuna sorgente e compaiono nonostante le misure ripetute: possono essere dovuti ad un'interferenza. Il fatto che tale disturbo non appaia per Ch\_1 è uno dei vantaggi del campionamento con due canali.

L'interpolazione cubica riesce a rappresentare la distribuzione della sorgente in maniera complessivamente buona: i residui sono infatti principalmente distribuiti attorno ad un valore nullo e hanno la medesima scala per i due canali. Proprio quest'ultimo fatto ha convinto a mantenere valida la scansione per Ch\_0 in declinazione al netto dell'oscillazione data dall'interferenza; in ascensione retta d'altronde per ambo i canali, (ma particolarmente nel secondo) si registrano spostamento piuttosto ampi dallo zero, corrispondenti ai picchi regolari nei conteggi.

In base all'analisi dati esposta nel paragrafo 3.4 sono stati determinati due valori di densità di flusso, uno per ogni canale, riportati nella seguente tabella:

Canale	S (Jy)	$\delta S$ (Jy)
Ch_0	0.231	0.007
Ch_1	0.234	0.006

Essi sono pressoché coincidenti. I canali del radiotelescopio hanno lavorato con efficacia comparabile, mentre le impostazioni da schedula hanno permesso un buon puntamento sia

in ascensione che declinazione. Le misure ripetute hanno permesso di rendere evidente un picco comunque non molto pronunciato, così come vari tipi di interferenza.

Una media ponderata dei valori per i due canali determina il valore della densità di flusso complessiva per l'epoca Gennaio 2016, ossia  $S = (0.233 \pm 0.005)$  Jy.

## 4.2 Dicembre 2016

### Banda X

#### Calibratori

Il campione di calibratori è più numeroso, composto quattro sorgenti: 3C48, 3C123, 3C286 e infine NGC7027. Su di esse sono stati condotti complessivamente undici campionamenti, sufficienti a notare una dispersione.

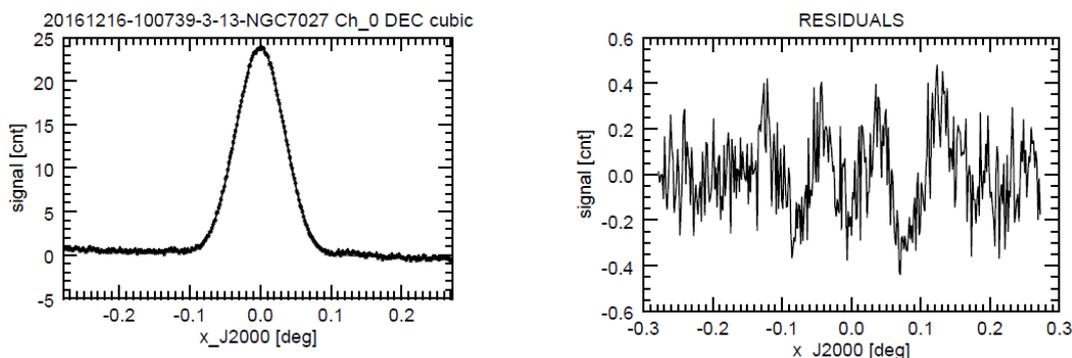


Figura 4.2.1: Profilo della nebulosa planetaria NGC7027 (Dicembre 2016).

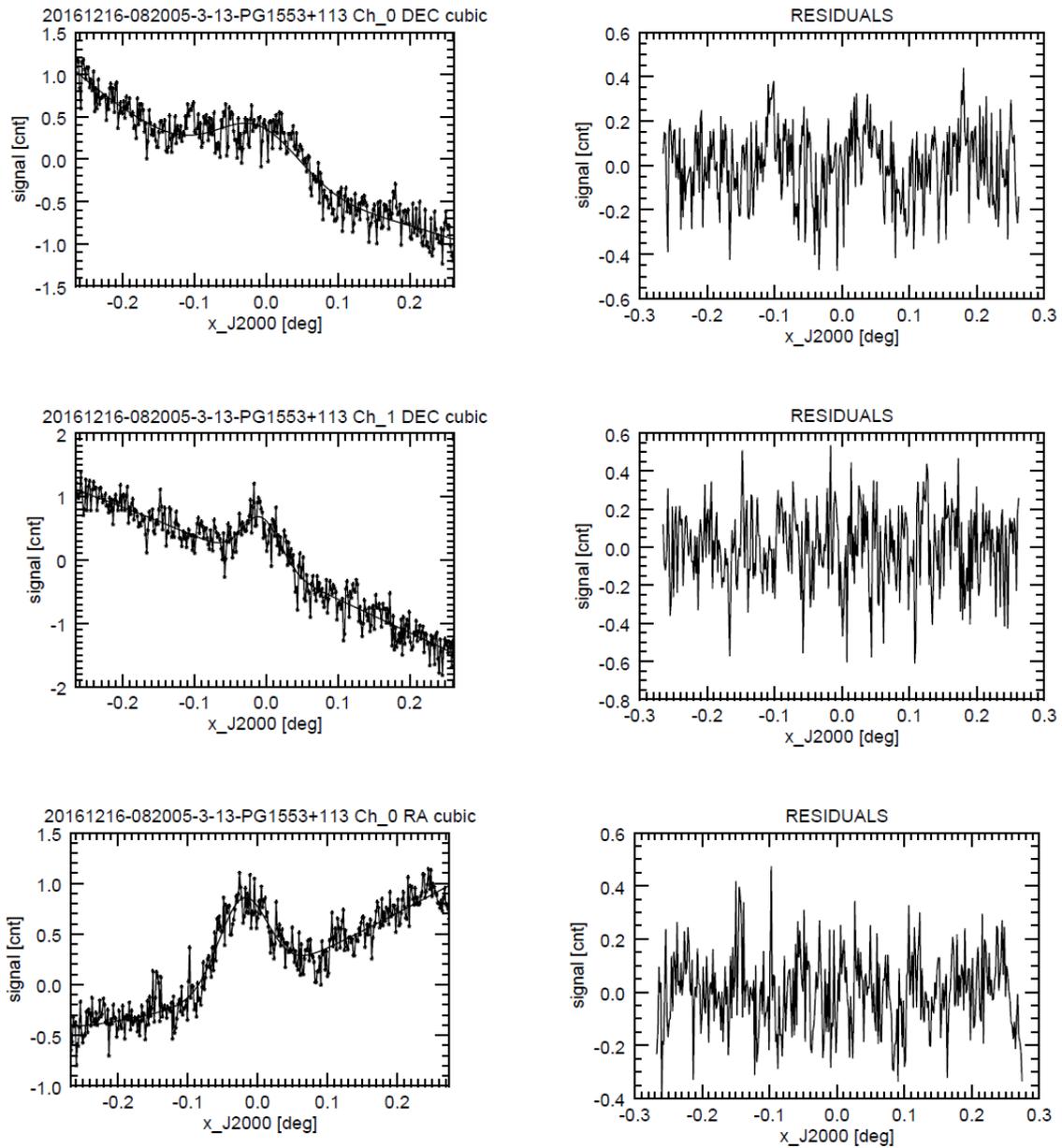
Presentano tutte un profilo analogo alla Figura 4.2.1, molto pronunciata e centrata, interpolata ottimamente dalla cubica. I residui sono centrati sul valore nullo e presentano lievi oscillazioni solo per alcune sorgenti. Tali oscillazioni sono dovute al fatto che la risposta della parabola non è esattamente una gaussiana ma ha una forma più complessa con massimi e minimi (cosiddetti "lobi secondari"), che sono proprio quelli che emergono nei residui. Il valore dei residui è comunque distribuito su un intervallo molto più piccolo dei conteggi della sorgente (circa fra  $-0.5$  e  $0.5$ , rispetto a un picco di 25 conteggi).

Canale	C (Jy/cnt)	$\delta C$ (Jy/cnt)
Ch_0	0.25	0.01
Ch_1	0.172	0.005

I fattori di conversione in tabella presentano errori piuttosto piccoli, specialmente il secondo, ma comunque maggiori per almeno un ordine di grandezza rispetto a quelli degli stacked, grazie alla ripetizione delle misure.

### PG 1553+113

Si riportano appresso i grafici dei fit stacked cubici.



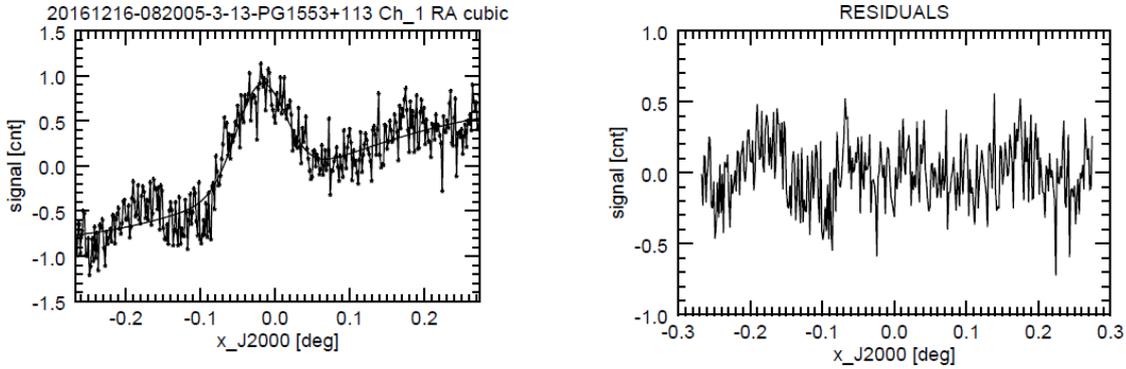


Figura 4.2.2: *Fit cubici e residui per Dicembre 2016 (Banda X).*

Il picco si distingue anche se molto meno pronunciato. Se per i due canali in ascensione retta si osservano gaussiane simili per forma, dai dati di campionamento in declinazione emerge un'evidente differenza in ampiezza, con una distribuzione di conteggi molto più stretta per Ch\_1. Sempre riguardo la declinazione, si osserva un lieve decentramento verso sinistra rispetto all'origine delle ascisse, a causa del contributo della pendenza della baseline.

Si registra in ogni grafico la presenza di conteggi molto al di fuori della tendenza generale, dovuti molto probabilmente alle condizioni meteo che hanno accompagnato il campionamento. Nella parte sinistra dei grafici Ch RA cubic appare una gobba, molto evidente in particolare nel secondo canale: non essendovi alcuna sorgente in quella posizione, tale disturbo è riconducibile ad un'interferenza o ad un'irregolarità atmosferica dell'emissione.

L'interpolazione cubica risulta accettabile per il Ch\_0, ma molto peggiore per Ch\_1: l'ampiezza in scala dei residui per il canale 1 è maggiore rispetto a quello canale 0.

L'analisi dati permette di determinare due valori di densità di flusso, uno per ogni canale. Sono riportati nella seguente tabella:

Canale	S (Jy)	$\delta S$ (Jy)
Ch_0	0.204	0.010
Ch_1	0.157	0.007

L'incompatibilità è evidente. Anche confrontando  $S_1$  con le densità di flusso in banda X nelle tre epoche per i singoli canali, tale valore risulta molto basso. La probabilità che il campionamento del canale 1 porti ad una misura spuria non è trascurabile: per questo motivo si è deciso di conservare solo il dato proveniente dal canale 0.

La densità di flusso complessiva è dunque  $S = (0.204 \pm 0.010)$  Jy.

## Banda K

### Calibratori

I calibratori utilizzati sono i medesimi dell'osservazione in banda X, per i quali vengono tuttavia effettuate dieci misure. Campionando ad una frequenza maggiore (24 GHz) i profili delle varie sorgenti sono fortemente ridimensionati in ampiezza, mentre acquista peso maggiore la dispersione dei conteggi.

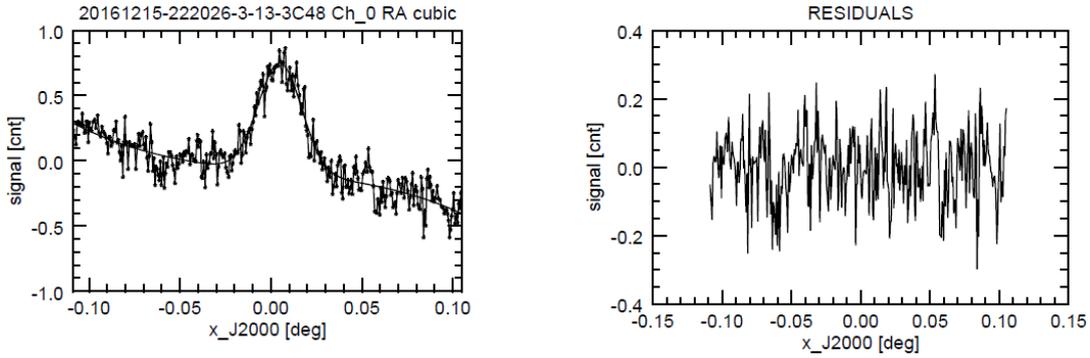


Figura 4.2.3: *Profilo del Quasar 3C48 (Dicembre 2016).*

In Figura compare il profilo meno definito fra tutti, associato alla sorgente meno nitida. Il fit cubico è comunque buono: i residui rimangono centrati sul valore nullo, ma le loro oscillazioni sono molto più rilevanti.

Canale	C (Jy/cnt)	$\delta C$ (Jy/cnt)
Ch_0	1.1	0.2
Ch_1	1.3	0.2

I fattori di conversione sono molto meno accurati rispetto ai campionamenti in banda X: questa poca precisione è giustificata dal fatto che si stanno analizzando sorgenti che sono più tenui in banda K, presentando una maggiore dispersione nei valori per misure ripetute, e che l'atmosfera è molto più instabile ad alta frequenza.

## PG 1553+113

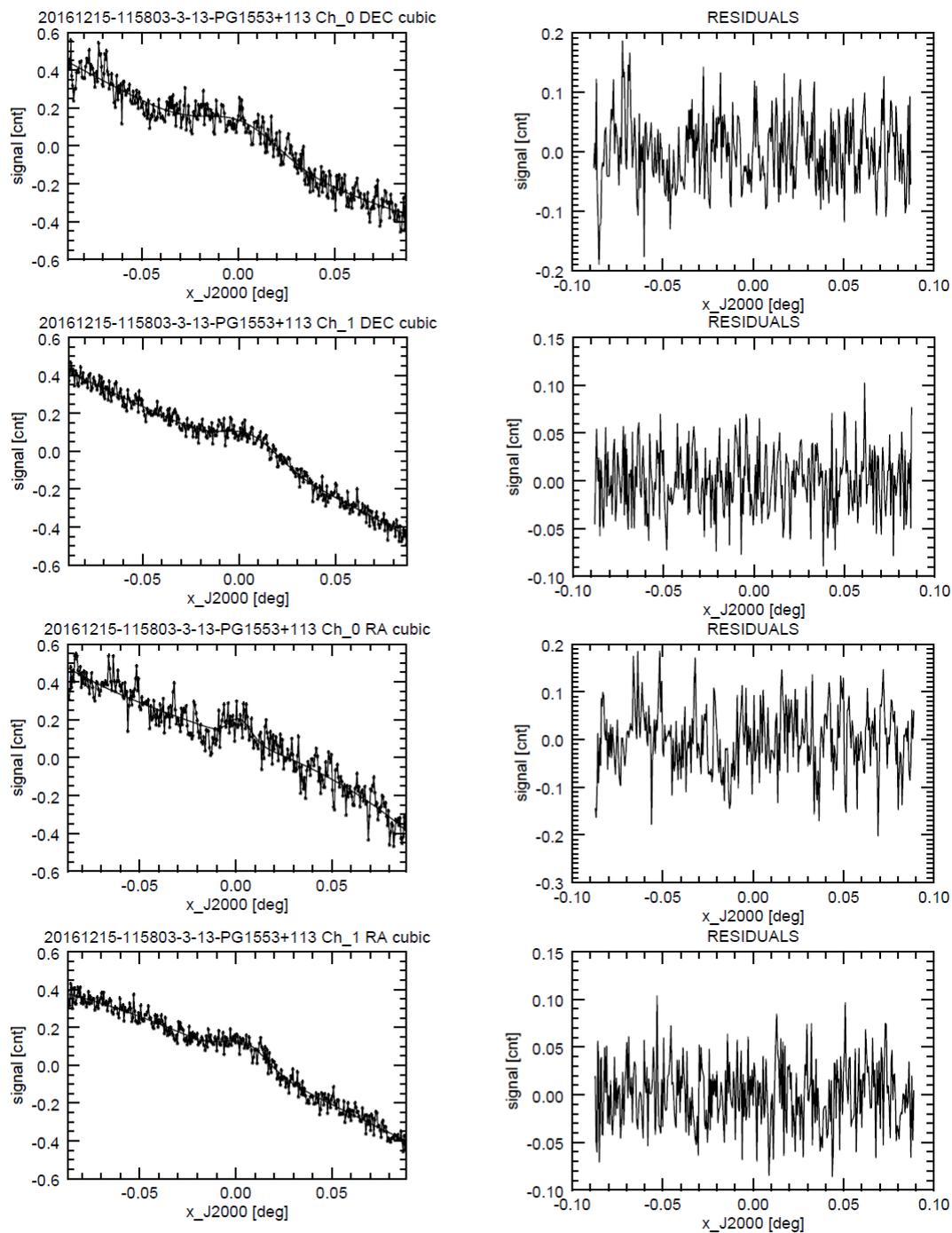


Figura 4.2.4: Fit e residui per Dicembre 2016 (Banda K).

La curva gaussiana risulta essere solo accennata rispetto alla baseline, specialmente per le scansioni in declinazione, indice di un numero molto basso di conteggi. I grafici relativi a Ch\_0 presentano inoltre una maggiore dispersione dei punti rispetto a Ch\_1, come si vede anche dal confronto con i residui. Il picco sembra tuttavia essere sempre centrato attorno al valore nullo d'ascissa, indice di un buon puntamento della sorgente. Nel grafico Ch\_0 DEC cubic appare inoltre un'irregolarità a sinistra del picco, la quale si manifesta come una lieve curvatura della baseline.

L'interpolazione cubica risulta comunque buona: i residui sono della medesima scala per ambo i canali e si distribuiscono attorno ad un valore nullo, fatta eccezione per l'oscillazione dovuta all'irregolarità già discussa. Nonostante la scala d'ordinata sia la stessa, le oscillazioni per il canale 0 sono molto più ampie, sintomo di una meno efficace misurazione. Questo è un comportamento noto del ricevitore a questa frequenza: il "noise" di sistema è sistematicamente maggiore nel canale 0 che nel canale 1.

Tramite analisi dati sono stati determinati due valori di densità di flusso, riportati nella seguente tabella:

Canale	S (Jy)	$\delta S$ (Jy)
Ch_0	0.15	0.03
Ch_1	0.17	0.03

I due valori risultano compatibili al meglio degli errori loro associati. Come ci si aspetta, aumentando la frequenza di campionamento i valori di densità di flusso calano, proprio perché l'emissione è minore. La densità di flusso complessiva, determinata tramite media ponderata, è  $S = (0.16 \pm 0.02)$  Jy.

## 4.3 Gennaio 2017

### Calibratori

Per l'ultima calibrazione si utilizza una sola sorgente, sulla quale è stata eseguita una coppia di misure subito prima del campionamento della PG 1553+113. Si tratta del Quasar 3C286, il medesimo utilizzato nel campionamento di Gennaio 2016.

Il picco è molto pronunciato e puntato, interpolato ottimamente dalla cubica. I residui sono centrati sul valore nullo e presentano solo lievi oscillazioni. Dai dati nei file stacked sono elaborati i fattori di conversione, riportati in tabella.

Canale	C (Jy/cnt)	$\delta C$ (Jy/cnt)
Ch_0	0.247	0.001
Ch_1	0.158	0.001

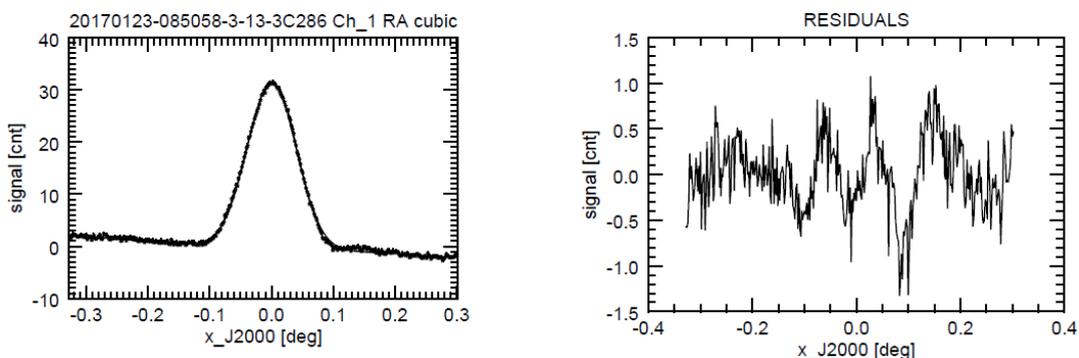
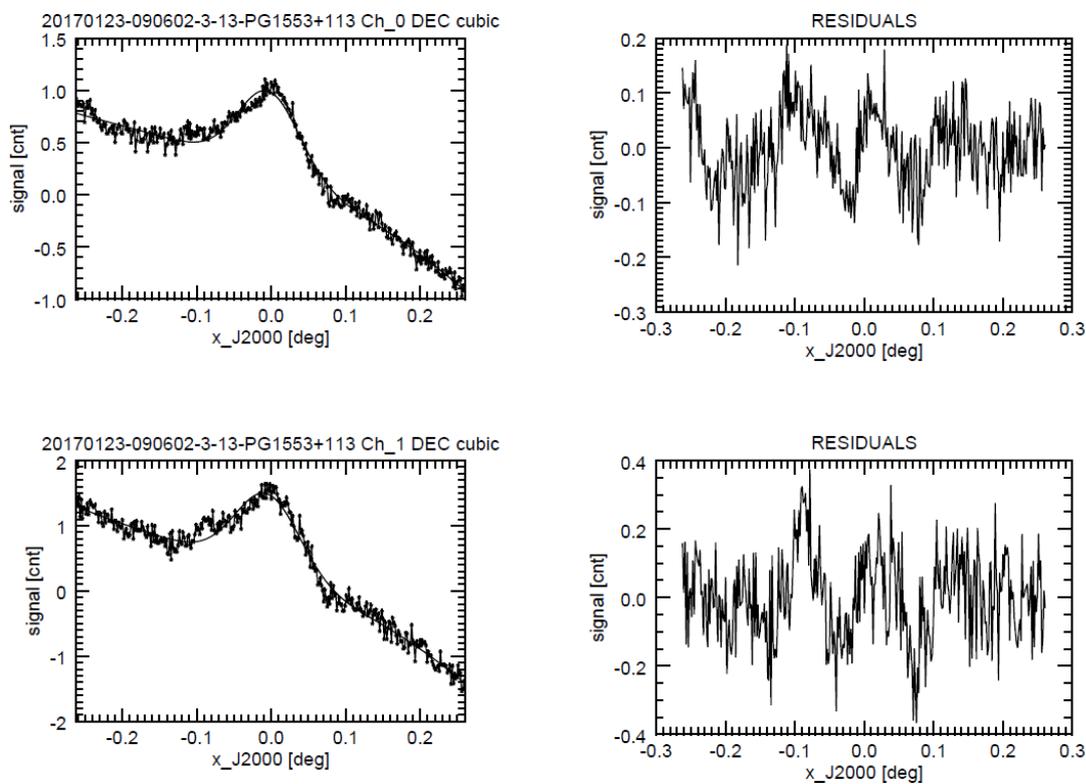


Figura 4.3.1: *Profilo del Quasar 3C286 in banda X (Gennaio 2017).*

Il numero limitato di misure non può mettere in evidenza alcuna dispersione nei valori dei fattori di conversione e questo fatto rende meno affidabile l'errore che vi si associa tramite deviazione standard, nonostante sia maggiore rispetto a quello elaborato dalla macro.

### Primo campionamento



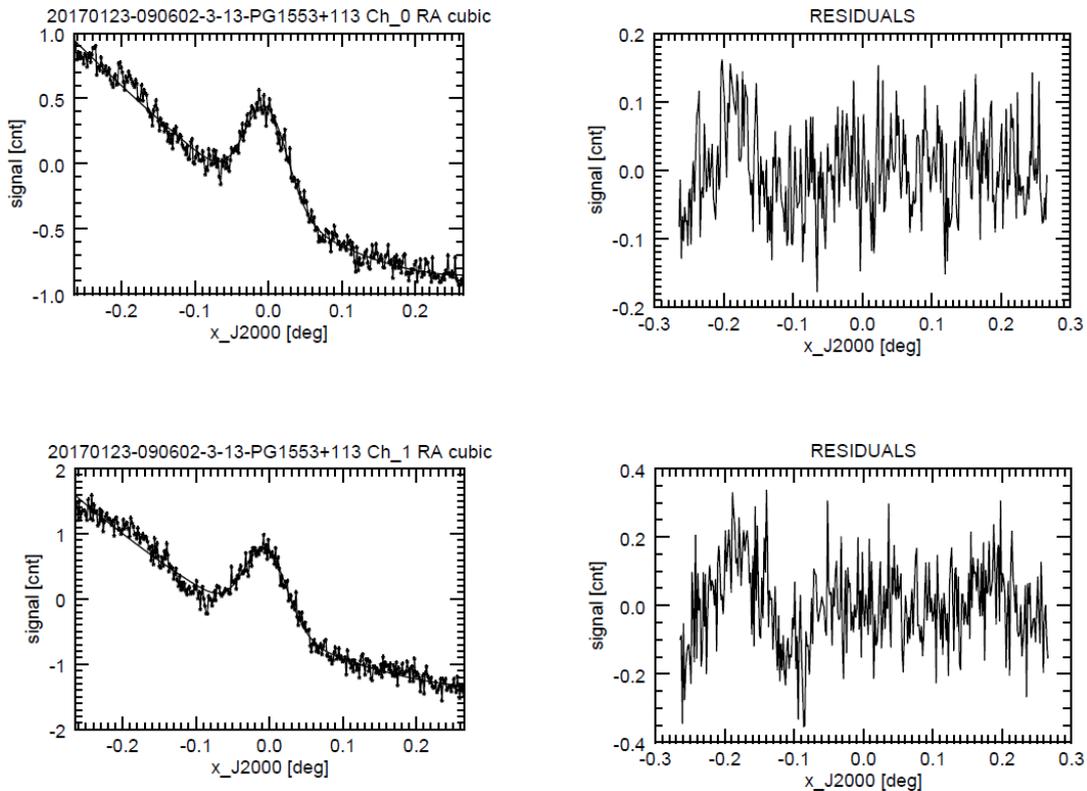


Figura 4.3.2: *Fit cubici e residui per Gennaio 2017 (primo campionamento)*

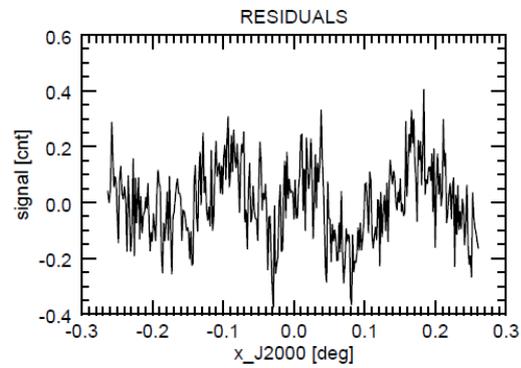
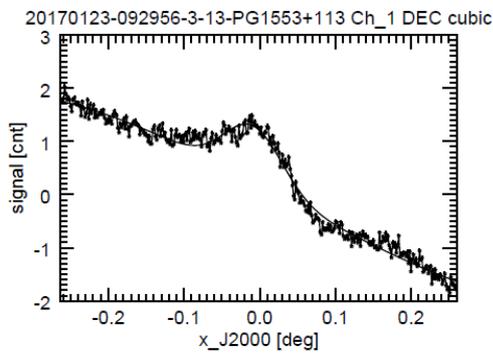
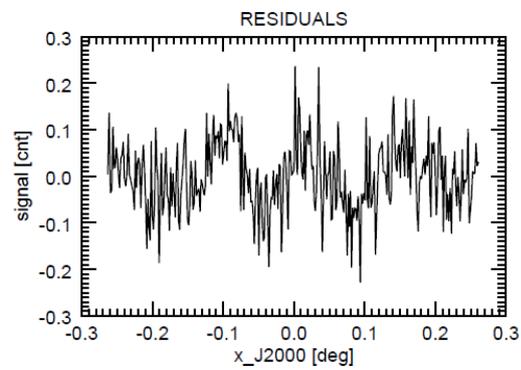
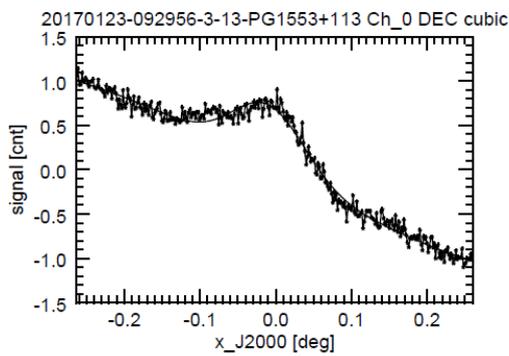
La gaussiana è ben visibile rispetto alla baseline, tuttavia si nota immediatamente una differenza fra i grafici di declinazione e di ascensione retta: nei primi la distribuzione di conteggi risulta meno piccata rispetto ai secondi. Le scansioni in declinazione hanno una baseline con pendenza maggiore, perché in questo caso la direzione della declinazione è più vicina all'asse dell'elevazione, e dunque i conteggi di fondo variano di più. I punti risultano meno dispersi rispetto alle scansioni di altre epoche. Si riscontra tuttavia la presenza di talune irregolarità: si registra un'irregolarità nella parte sinistra di entrambi i grafici in ascensione retta, così come nei pressi del picco di Ch\_1 DEC. Ad ognuna di queste corrisponde un'oscillazione attorno allo zero nei grafici dei residui: per le misure in declinazione anche la curva gaussiana appare abbastanza disturbata, mentre in ascensione retta è la retta ad avere le perturbazioni maggiori. I residui sono tuttavia distribuiti attorno al valore nullo, nonostante presentino un certo numero di salti. Il fit può considerarsi comunque buono.

L'analisi dati porta a due valori:

Canale	S (Jy)	$\delta S$ (Jy)
Ch_0	0.188	0.005
Ch_1	0.188	0.005

Nella medesima epoca è stato portato avanti un secondo campionamento, descritto nella sezione seguente. La densità di flusso complessiva per l'epoca è calcolata partendo da un confronto con i valori che emergono da questa seconda misurazione.

### Secondo campionamento



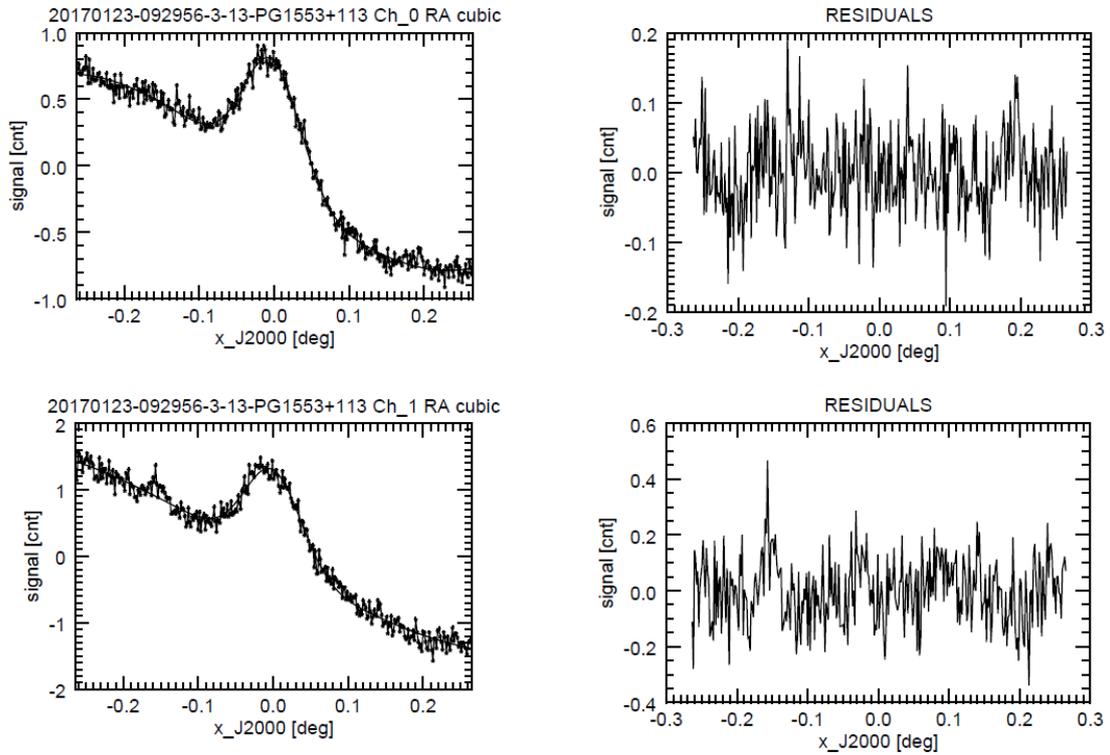


Figura 4.3.3: *Fit cubici e residui per Gennaio 2017 (secondo campionamento)*

La gaussiana della sorgente è sempre ben visibile rispetto alla baseline. I grafici di declinazione ed ascensione retta presentano comunque delle differenze per la distribuzione di conteggi: nei primi essa risulta meno piccata rispetto ai secondi. Le curve normali risultano tutte ben centrate attorno all'origine delle ascisse, il che indica un buon puntamento della sorgente sia in declinazione che in ascensione retta.

Si registrano irregolarità nella parte sinistra dei grafici in ascensione retta, così come nei pressi del picco di Ch\_1 DEC; ad ognuna di queste corrisponde un'oscillazione attorno allo zero nei grafici dei residui. Per le misure in declinazione anche la curva gaussiana appare abbastanza disturbata, mentre in ascensione retta è la baseline a presentare le perturbazioni maggiori. I residui sono tuttavia distribuiti attorno al valore nullo al netto delle interferenze: il fit può considerarsi comunque buono.

L'analisi dati per questo secondo campionamento porta a due valori della densità di flusso:

Canale	S (Jy)	$\delta S$ (Jy)
Ch_0	0.210	0.003
Ch_1	0.196	0.004

Questa volta i valori non sono nemmeno compatibili all'interno degli errori associati, che risultano comunque estremamente piccoli, sempre a casa di una sottostima degli errori della macro per quanto riguarda le misure dei conteggi per la sorgente.

Tenendo conto del primo campionamento, si dispone dunque di quattro valori per la densità di flusso, i quali risultano molto diversi fra di loro, eccezion fatta ovviamente per la prima coppia. In virtù della dispersione nei valori e per cercare di offrire una stima verosimile dell'incertezza, si esprime la densità complessiva per l'epoca Gennaio 2017 come la media delle misure, con associata la deviazione standard.

Questa scelta porta al valore complessivo  $S = (0.196 \pm 0.010)$  Jy.

# Capitolo 5

## Risultati

### 5.1 Densità di Flusso

Epoca	Banda	Frequenza (GHz)	S (Jy)	$\delta S$ (Jy)
Gennaio 2016	X	8	0.233	0.005
Dicembre 2016	X	8	0.204	0.010
Dicembre 2016	K	24	0.16	0.02
Gennaio 2017	X	8	0.196	0.010

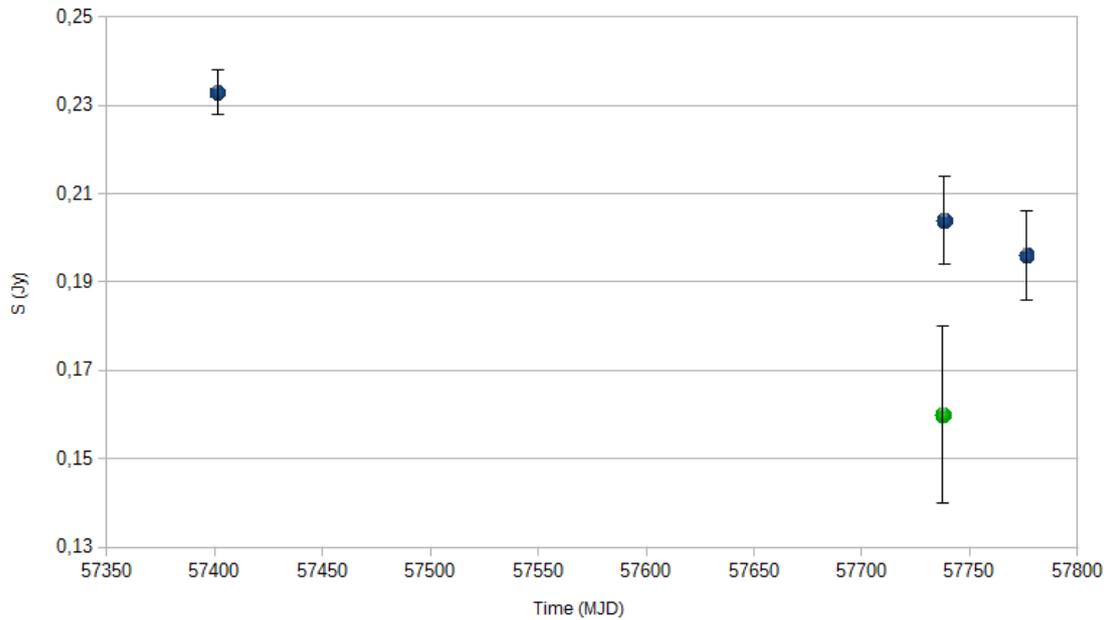


Figura 5.1.1: Densità di flusso radio  $S$  (Jy) nelle tre epoche.

## 5.2 Indice spettrale

L'indice spettrale  $\alpha$  per una sorgente misura la dipendenza della densità di flusso  $S$  rispetto alla frequenza  $\nu$ . Se ne può dare una definizione implicita, cioè:

$$S \propto \nu^{-\alpha}. \quad (5.2.1)$$

Siccome gli spettri radio sono generalmente rappresentati in plot in scala logaritmica di una densità di flusso in funzione della frequenza, una sorgente con spettro a legge di potenza è rappresentata da una linea retta. L'inclinazione viene descritta da un coefficiente lineare, pari proprio all'indice spettrale  $\alpha$ .

Nell'epoca di Dicembre 2016 è stato possibile campionare con successo la PG 1553+113 in due bande differenti. Si hanno dunque a disposizione due misure  $S_1 = (0.204 \pm 0.010)$  Jy e  $S_2 = (0.16 \pm 0.02)$  Jy per la densità di flusso, riferite a due frequenze di campionamento  $\nu_1 = 8$  GHz (banda X) e  $\nu_2 = 24$  GHz (banda K). Facendo il rapporto tra le (5.2.1) dei due flussi e applicando il logaritmo naturale ad ambo i membri, si ottiene

$$\frac{S_1}{S_2} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^{-\alpha} \Rightarrow \ln\left(\frac{S_1}{S_2}\right) = -\alpha \ln\left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right). \quad (5.2.2)$$

Si ricava in tal modo un'espressione esplicita per l'indice spettrale, cioè

$$\alpha = -\frac{\ln(S_1/S_2)}{\ln(\nu_1/\nu_2)}. \quad (5.2.3)$$

Inserendo i dati si ricava un valore  $\alpha \simeq 0.22$ , il quale è compatibile con la natura della PG 1553+113: radio sorgenti con indice spettrale minore di 0.5 sono infatti quasi sempre molto compatte, coincidenti con la modellizzazione di un AGN. Per queste sorgenti inoltre si pensa che lo spettro piatto non sia dovuto ad una distribuzione di energia elettronica piatta, bensì a fenomeni di *sincrotrone auto-assorbito*: il fotone emesso può essere assorbito da un elettrone relativistico che si trovi nelle sue immediate vicinanze. Questo avviene se il mezzo che siamo considerando è sufficientemente denso otticamente.

## 5.3 Confronto con il flusso in banda $\gamma$

Dai dati ottenuti grazie al presente lavoro di tesi si può tentare di ricavare un'ulteriore informazione riguardo la sorgente PG 1553+113. Confrontando infatti l'andamento temporale del flusso in banda radio con quello in banda  $\gamma$  e studiandone un'eventuale correlazione, si possono ricavare importanti informazioni morfologiche.

Occorre precisare che, a differenza della densità di flusso radio, la cui unità di misura è il Jansky, il flusso  $\gamma$  presenta direttamente i conteggi dei fotoni. Detto  $n_\gamma$  il numero di fotoni rilevati dal canale del telescopio, l'unità di misura è dunque  $n_\gamma cm^{-2} s^{-1}$ . I dati per questa banda sono stati ricavati con lo stesso metodo adottato nello studio del 2015 (Ackermann et al.) che ha per primo individuato una quasi periodicità nella PG 1553+133<sup>1</sup>.

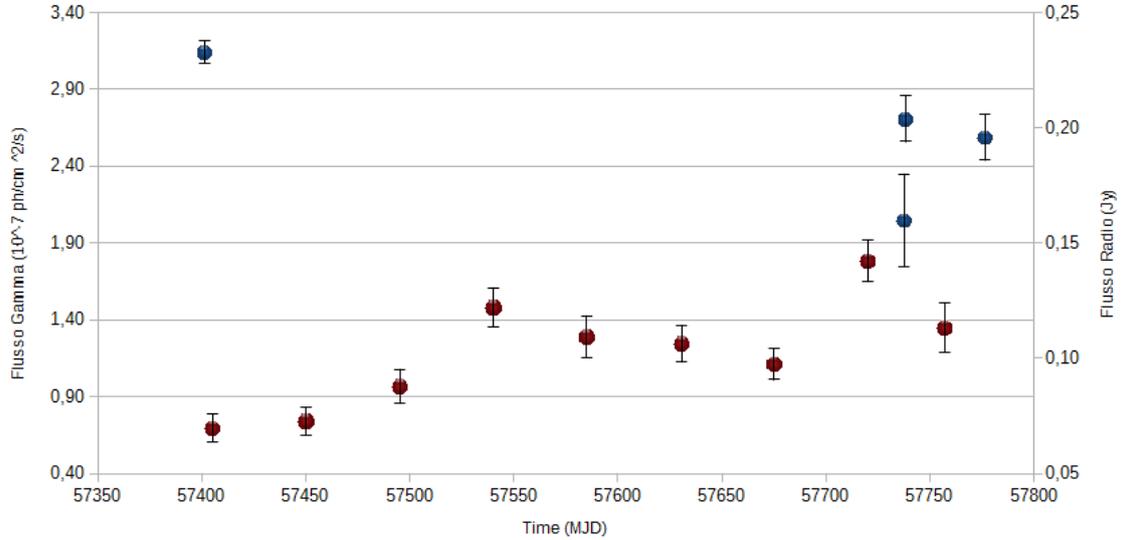


Figura 5.3.1: *Andamento del flusso gamma (rosso) e radio (blu) fra Gennaio 2016 e Gennaio 2017.*

L'andamento  $\gamma$  ha evidentemente una tendenza a crescere nella prima metà dell'anno, cala nella seconda ma ha un picco piuttosto importante intorno al mese di Dicembre. Nonostante il campione radio sia sensibilmente meno ricco, si nota che nell'arco di un anno la densità di flusso non abbia subito alcun incremento netto, anzi, è sensibilmente calata. Dopo aver toccato il valore massimo, il flusso  $\gamma$  sembra acquisire un nuovo andamento decrescente. I due campionamenti di Dicembre e Gennaio non offrono molto margine per individuare una tendenza, essendo molto prossimi ed affetti da incertezza consistente.

Questi dati indicano come non esista correlazione fra l'andamento dei flussi nelle due bande. Se così fosse, se ne può dedurre che l'emissione  $\gamma$  proviene da regioni che non hanno significativa interazione con i getti, dove avviene la principale emissione radio: in altre parole i due tipi di emissione sono prodotti in regioni diverse della PG 1553+113. Si riconosce comunque la necessità di proseguire con campionamenti radio nei prossimi decenni al fine di confermare o smentire la considerazione appena proposta.

<sup>1</sup>Si ringrazia la dott.ssa Sara Cutini dell'ASI Science Data Center per aver fornito i dati  $\gamma$ .



# Conclusioni

I campionamenti in prima persona hanno permesso di venire ad un primo contatto con alcune tecniche di osservazione tipiche della radioastronomia moderna, in particolare di apprezzarne la complessità e la difficoltà. L'analisi dell'andamento della densità di flusso radio, seppur per poche epoche, è stata portata avanti con successo ed ha permesso di raccogliere dati importanti sulle caratteristiche della sorgente PG 1553+113. Confrontando poi le epoche in testa ed in coda all'anno 2016, è evidente un netto calo nel flusso radio.

Tramite il valore dell'indice spettrale, determinato proprio grazie alla misura in banda K, è possibile stabilire che PG 1553+113 è un Nucleo Galattico Attivo in cui si possano verificare fenomeni di auto-assorbimento di sincrotrone, questo permette di associare alla sorgente un'importante densità ottica.

Un confronto con il flusso  $\gamma$  suggerisce che non vi sia correlazione fra le variazioni con l'emissione radio: le regioni in cui viene prodotta radiazione  $\gamma$  sono dunque separate dalla componente dei getti, principale sede dell'emissione nel radio. Occorre tenere presente tuttavia il numero limitato di epoche campionate: al fine di formulare un'ipotesi più solida sarebbe necessario un monitoraggio più vasto, in modo da avere un numero di campioni confrontabile con quello nel  $\gamma$ .

Si aggiunge infine che i risultati proposti in questa tesi sono stati ottenuti con il radiotelescopio di Medicina tramite campionamenti in cross-scan, una tecnica relativamente recente. I dati raccolti, al di là di questo lavoro, saranno comunque conservati negli archivi dell'Istituto Nazionale di Astrofisica al fine di essere utilizzati per future osservazioni. Si sottolinea, in particolare, la riuscita di almeno una misura in banda K, per la quale è molto difficile ottenere buone misure per sorgenti tenui come la PG 1553+113.



# Bibliografia

- [1] A. Ferrari - *Stelle, galassie e universo. Fondamenti di astrofisica*, Springer, 2011
- [2] H. Netzer - *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*, Cambridge University Press, 2013
- [3] V. Beckmann, C. Schrader - *Active Galactic Nuclei*, WILEY-VCH, 2012
- [4] H. Mo, F. van den Bosch, S. White - *Galaxy Formation and Evolution*, Cambridge University Press, 2010
- [5] P. Schneider - *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, 2nd Edition, Springer, 2015
- [6] J. R. Taylor - *Introduzione all'analisi degli errori. Lo studio delle incertezze nelle misure fisiche*, Zanichelli, 2010
- [7] M. G. Blasi - *Analisi ad alta risoluzione della struttura radio e studio multi-frequenza del Tev blazar Markarian 421*, Tesi di laurea magistrale in Astrofisica e Cosmologia
- [8] M. Rossini - *Studio della variabilità di blazar osservati con il radiotelescopio di Medicina*, Tesi di laurea in Fisica
- [9] B. L. Fanaroff, J. M. Riley - *The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity*, MNRAS 167, 31P-36P, 1974
- [10] C. M. Urry, P. Padovani - *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, PASP 107, 803, 1995
- [11] M. Ackermann et al. - *Multiwavelength Evidence for Quasi-Periodic Modulation in the Gamma-Ray Blazar PG 1553+113*, The Astronomical Journal Letters, 813:L41 (8pp), 2015 November 10
- [12] <http://www.med.ira.inaf.it>.